PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 8 — 15. April 1932 — 33. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 10 am 1. Mai 1932.

INHALT:

Zusammenfassende Berichte:

R. Seeliger, Der Mechanismus der positiven Säule in einatomigen Gasen. II. S. 313.

Originalmitteilungen:

H. Schlichting, Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen. Mit Tafel II. S. 327.

K. Scharf und O. Weinbaum, Strukturuntersuchung des Kupferoxydul-Gleichrichters. (Ein Beitrag zum Kristall- und Sperrschicht-Photoeffekt.) Mit Tafel III und IV. S. 336.

M. Puchalik, Dipolmomente der Naphthole. (Ein Beitrag zur Debyeschen Theorie der Struktur polarer Moleküle.) S. 341.

G. Nadjakoff, Über die Kapazitätsgrößen des Binantelektrometers. S. 345.

H. Kühlewein, Über einen Zusammenhang zwischen jungfräulichem und remanentem Magnetisierungszustand. S. 348.

Besprechungen:

S. Ruppel, Elektrotechnische Gesellschaft Frankfurt a. M. 1881 bis 1931. S. 351.

M. Liwschitz, Die elektrischen Maschinen. I. und II. Band. S. 352.

G. Alter, Astronomische Paradoxa. S. 352.

Photoelectric Cells and their Applications. Hrsg. v. J. S. Anderson. S. 352.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1932. S. 352.

Personalien. S. 360.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Der Mechanismus der positiven Säule in einatomigen Gasen. II.

Von R. Seeliger.

1. Einleitende Übersicht. — 2. Die kontrahierte Säule. — 3. Die Schlauchentladung. — 4. Theoretische Betrachtungen. — 5. Temperaturmessungen in der Säule. — 6. Die Energiebilanz der Säule. 7. Literatur.

Im ersten Teil dieses Berichtes wurde die Trägerbilanz der Säule im weiteren Sinne, d. h. mit Einschluß der wichtigsten, zu ihrer theoretischen und experimentellen Erforschung notwendigen Überlegungen und Tatsachen, behandelt. Der vorliegende zweite Teil soll nun außer der Diskussion des zweiten Hauptproblems, der Energiebilanz der Säule, eine wichtige und bereits mehrfach angekündigte Ergänzung zu den Überlegungen des ersten Teils enthalten, nämlich nähere Angaben über die Kontraktion der eigentlichen Entladungsbahn und damit zusammenhängende Probleme.

I. Einleitende Übersicht.

Während die Säule in longitudinaler Richtung als homogen angesehen werden kann, solange sie nicht geschichtet ist oder man sich nicht in der Nähe des Säulenscheitels bzw. der Anode mit den dort eingreifenden Randstörungen befindet, ist sie in radialer Richtung nicht homogen, sondern axial symmetrisch strukturiert. Zum Teil ist diese Struktur im Sinn der Diffusionstheorie ganz selbstverständlich, nämlich soweit es sich um die Trägerdichte und die Stromdichte handelt; zum anderen Teil jedoch ist sie durch Faktoren bedingt, die in der Diffusionstheorie an sich nicht berücksichtigt sind und das neutrale Füllgas selbst betreffen.

Seit langem ist aus gelegentlichen Beobachtungen bekannt, daß sich die positive Säule von der Wand des Entladungsgefäßes ablösen und mit oft überraschend scharfer Begrenzung als ein schlauch- oder fadenförmiges Gebilde frei durch den Raum spannen kann; mitunter gerät ein solcher Entladungsschlauch in wogende und drehende Bewegungen, ohne im übrigen an Schärfe zu verlieren und gewährt dann einen besonders eigenartigen Anblick. Wenn man ein Entladungsrohr unter Stromdurchgang langsam leerpumpt, kann man fast stets derartige Entladungsformen beobachten, wovon z. B. von Gehrcke (1) veröffentlichte photographische Aufnahmen der positiven Säule bei größeren Gasdichten ein gutes Bild geben. Schon Küch und Retschinsky (2) haben in ihrer Arbeit über die Quarz-Quecksilberlampe die Ablösung der pos.

Säule beschrieben und photographiert. Seitdem scheinen sich nur noch Güntherschulze und Seeliger (3) mit dieser Erscheinung etwas eingehender beschäftigt zu haben. Güntherschulzes Arbeit enthält Angaben über den Durchmesser der Säule (in einem großen kugeligen Entladungsgefäß) in Quecksilberdampf und in Mischungen von Quecksilberdampf mit verschiedenen Gasen, aus denen hervorgeht, daß mit zunehmender Gasdichte der Querschnitt der Säule kontinuierlich abnimmt und daß es augenscheinlich zwei verschiedene Formen der kontrahierten Säule gibt, nämlich jene kontinuierlich entstehende und eine zweite schärfer begrenzte schlauchartige, die bei genügend großer Stromstärke sprunghaft entsteht. Der Verf. hat die Kontraktion in Neon untersucht, jedoch stets nur die erstgenannte sich kontinuierlich entwickelnde Form erhalten können. Leider ist im übrigen aus allen diesen Versuchen nur wenig zu entnehmen und insbesondere über die Entstehungsbedingungen der eigentlichen Schlauchentladungen kaum etwas Sicheres zu schließen; nicht viel besser steht es um die Theorie. Güntherschulze faßt die Ablösung der Säule von der Wand in seiner bereits genannten Arbeit als einen letzten Endes thermisch bedingten Vorgang auf, derart, daß Anregung bzw. Ionisation und Dichteabnahme infolge Temperatursteigerung sich in der Entladungsbahn gewissermaßen gegenseitig in die Höhe schaukeln bis zu einem durch die zunehmende Wärmeableitung nach außen bedingten stationären Endzustand. Sicherlich enthalten diese Überlegungen manches Richtige; wieviel davon richtig ist und wieweit sie genügen könnten zu einer befriedigenden Erklärung der beobachteten Erscheinungen, hätte allerdings nur ein Hinausgehen über lediglich qualitative Spekulationen zeigen können. In einer anderen Arbeit hat Güntherschulze (4) einen wesentlich neuen Gedanken hinzugefügt, den auch Schottky (4) in einer kurzen Bemerkung zu seiner Diffusionstheorie der Säule geäußert hat. Infolge der Zunahme der Gasdichte nach außen hin — heißer Kern, kalter Mantel — soll die Wiedervereinigung der Ladungsträger nicht erst an der festen Rohrwand, sondern bereits an der Grenze zwischen Mantel und Kern stattfinden und diese Grenze also zum Teil die Rolle der Rohrwand übernehmen. Bis zu verwertbaren Folgerungen durchgearbeitet ist auch dieser Gedanke leider nicht, ebensowenig wie die weitere Angabe Schottkys, daß eine Beimischung elektronegativer Verunreinigungen die Kontraktion begünstigen sollte.

Bei dieser Sachlage war es wünschenswert, durch neue Versuche das Beobachtungsmaterial zu ergänzen. Sie wurden ausgeführt unter Mithilfe von Hr. Notter und Hr. Straehler und dann insbesondere von Hr. Wulfhekel, denen auch hier bestens gedankt sei. Vorausgeschickt sei noch, daß es sich als nützlich erweist, von vornherein auf Grund dieser Versuche zwei Formen zu unterscheiden, die grundsätzlich voneinander verschieden zu sein scheinen, nämlich die „Schlauchentladung" und die „kontrahierte Säule". Ob die kontrahierte Säule bis an die Rohrwand reicht oder davon durch einen (scheinbar oder tatsächlich) dunklen Mantel getrennt ist, also von der Wand „abgelöst" ist oder nicht, ist nicht wesentlich und kommt nur auf Intensitätsfragen quantitativer Art hinaus.

2. Die kontrahierte Säule.

Das Programm für eine einigermaßen systematische Untersuchung der Entstehungsbedingungen der Kontraktion und der Schlauchentladung ergibt sich von selbst. Es müssen zuerst die Verhältnisse in reinen Edelgasen, dann in Gemischen eines Edelgases mit einem anderen Gas und endlich die Bedingungen augenscheinlich besonderer Art studiert werden, die für die Ausbildung einer Schlauchentladung notwendig sind. Gewisse experimentelle Schwierigkeiten treten insofern auf, als das bequeme und wirksame Mittel der Zirkulationsreinigung hier nicht immer benutzt werden kann, weil Toträume möglichst ausgeschlossen werden müssen. Denn es kommt qualitativ u. U. darauf an, auch bei hohen Entladungsstromstärken eine hohe Gasdichte in der Entladungsröhre selbst halten zu können und es ist natürlich erwünscht, auch quantitativ die Gasdichte aus dem kalten Fülldruck angeben zu können. So bleibt nichts anderes übrig, als das Rohr nach den üblichen Methoden des Ausbrennens und Ausheizens in langer Vorbehandlung möglichst zu säubern und dann das Gas nach anderweitig bewährten und erprobten Methoden, z. B. durch Magnesiumzerstäubung während der eigentlichen Beobachtung dauernd weiter zu reinigen; man kann es so immerhin bis hinauf zu Fülldrucken von etwa 20 cm *Hg* und Stromstärken von etwa 2 Amp. erreichen, daß das Gas, wenn vielleicht auch nicht extrem rein, so doch für die vorliegenden Zwecke rein genug bleibt und im Spektrum alle fremden Linien verschwinden. Ein Bild der typischen benutzten Entladungsröhre gibt die Fig. 1 mit Glühkathode, Graphit oder Nickelanode, den Zerstäubungshilfskathoden aus im Vakuum destilliertem Magnesium und dem ungefetteten Innenschliff. Für die höheren Stromstärken mußte ein Entladungsrohr aus Quarz benutzt werden, mit dem es gelang, bis zu Stromdichten von etwa 10 Amp./cm² und bis zu Fülldrucken von etwa 40 cm hinaufzukommen. Dies Rohr bestand aus einem Mittel-

teil von etwas über 1 cm lichter Weite und 20 cm Länge mit zwei größeren Endstücken, in denen die Anode bzw. die Glühkathode untergebracht waren (Fig. 2). Das ganze Rohr und insbesondere die unvermeidlichen Kittstellen gegen Glas, sowie der Kathodenschliff wurden intensiv gekühlt. Um auch bei den größten Stromstärken und Fülldrucken noch reines Gas zu haben und

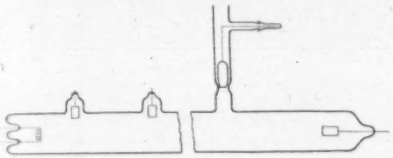


Fig. 1.

vor allem die in der Entladung entstehenden Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode möglichst auszugleichen, mußte das Füllgas dauernd über zwei mit flüssiger Luft gekühlte Silikagelvorlagen mit Hilfe einer Quecksilberstrahlpumpe im Kreis herumgeführt werden. Dies erwies sich als unvermeidlich und es mußte also der Totraum der Zirkulationsleitung in den Kauf genommen werden; eine Überschlagsrechnung ergab, daß unter den extremen oben genannten Bedingungen die Dichte im Mittelteil noch einem Fülldruck von 10—12 cm *Hg* bei homogener Zimmertemperatur entsprach. Das Gas war zwar trotz aller Bemühungen sicher nicht extrem rein, aber es war immerhin so rein, daß irgendwelche farbige Säume an der Säule nicht zu bemerken und auch spektroskopisch nur bei den größten Stromstärken ganz schwach fremde Linien oder Banden festzustellen waren. Die radiale Helligkeitsverteilung in der Säule wurde subjektiv im stark vergrößerten Projektionsbild,

Fig. 2.

evtl. noch abgeschwächt durch Neutralgläser, und objektiv an photographischen Aufnahmen untersucht.

Die Ergebnisse lassen sich dahin zusammenfassen, daß 1. in den reinen Edelgasen eine Kontraktion der Säule, gekennzeichnet durch eine Helligkeitszunahme von der Rohrwand nach der Achse hin, zunehmend mit zunehmender Gasdichte auftritt, jedoch stets mit ganz kontinuierlich verlaufender Helligkeitsverteilung. Auch wenn die Entladungsbahn sich von der Wand abgelöst hat und von einem dunklen Mantel umgeben ist, geht die Helligkeit kontinuierlich in diesen dunklen Mantel über. Die Gasdichte ist also von maßgebendem Einfluß auf die radiale Helligkeitsverteilung in der Säule und die radiale Inhomogenität nimmt mit zunehmender Dichte zu. 2. Die Frage, ob es neben diesem „Druckeffekt" auch einen „Stromeffekt" gibt in dem Sinne, daß auch eine Zunahme der Stromdichte eine Zunahme der radialen Inhomogenität bedingt, muß verneint werden. Niemals zeigte sich, auch bei den höchsten erreichten Stromstärken, ein Anzeichen für eine Ablösung der Säule von der Wand, sondern stets nur der übliche flache Intensitätsanstieg nach der Achse hin, ja es konnte mit Sicherheit nicht einmal die Existenz eines „Stromeffekts" überhaupt festgestellt werden in dem Sinne, daß die Kontraktion der Säule mit zunehmendem Strom ausgeprägter wurde, sondern nur das Gegenteil. Daß der Säulenquerschnitt mit der Stromstärke scheinbar größer wird, ist lediglich als ein Intensitätseffekt zu deuten und unwesentlich; es scheint aber außerdem mit zunehmender Stromstärke eine zunehmende Gleichmäßigkeit der Helligkeitsverteilung über den Rohrquerschnitt sich einzustellen. Zu beachten ist dabei allerdings, daß die Gasdichte im Entladungsrohr aus den obengenannten Gründen nicht unabhängig von der Stromstärke konstant gehalten werden konnte, sondern mit zunehmender Stromstärke sicher etwas abnahm; aber auch eine Wiederholung der Versuche bei möglichst intensiver Kühlung des ganzen Entladungsrohres durch eine kräftige Wasserbrause ergab keinen Hinweis auf einen bemerkbaren Stromeffekt. In diesem Zusammenhang sei auf eine Arbeit von Zwiebler (5) hingewiesen, der ebenfalls eine Ausgleichung der Intensität über den Rohrquerschnitt mit zunehmender Stromstärke findet, allerdings bei etwa 100 bis 1000mal kleineren Stromstärken als den hier benutzten, also unter ganz anderen Bedingungen; im übrigen findet Zwiebler auch den im vorhergehenden bereits besprochenen Druckeffekt. Um die in Gemischen eines Edelgases mit anderen Gasen auftretenden Erscheinungen zu studieren, wurden im Laufe der Zeit eine ganze Reihe verschiedener Entladungsröhren benutzt, am häufigsten ein gerades Rohr von etwa 60 cm Länge und 3 cm Weite mit einer Graphitanode und einer innengeheizten Glühkathode oder einer kalten Nickelkathode sowie ein Rohr mit Nickelelektroden von etwa denselben Dimensionen, das U-förmig gebogen war, um es in einem Heizkasten unterbringen zu können. Beide Rohre konnten dicht an der Einmündung der Pumpleitung mit einem fettfreien Innenschliffventil abgeschlossen werden, um die Gasdichte konstant

Säule beschrieben und photographiert. Seitdem scheinen sich nur noch Güntherschulze und Seeliger (3) mit dieser Erscheinung etwas eingehender beschäftigt zu haben. Güntherschulzes Arbeit enthält Angaben über den Durchmesser der Säule (in einem großen kugeligen Entladungsgefäß) in Quecksilberdampf und in Mischungen von Quecksilberdampf mit verschiedenen Gasen, aus denen hervorgeht, daß mit zunehmender Gasdichte der Querschnitt der Säule kontinuierlich abnimmt und daß es augenscheinlich zwei verschiedene Formen der kontrahierten Säule gibt, nämlich jene kontinuierlich entstehende und eine zweite schärfer begrenzte schlauchartige, die bei genügend großer Stromstärke sprunghaft entsteht. Der Verf. hat die Kontraktion in Neon untersucht, jedoch stets nur die erstgenannte sich kontinuierlich entwickelnde Form erhalten können. Leider ist im übrigen aus allen diesen Versuchen nur wenig zu entnehmen und insbesondere über die Entstehungsbedingungen der eigentlichen Schlauchentladungen kaum etwas Sicheres zu schließen; nicht viel besser steht es um die Theorie. Güntherschulze faßt die Ablösung der Säule von der Wand in seiner bereits genannten Arbeit als einen letzten Endes thermisch bedingten Vorgang auf, derart, daß Anregung bzw. Ionisation und Dichteabnahme infolge Temperatursteigerung sich in der Entladungsbahn gewissermaßen gegenseitig in die Höhe schaukeln bis zu einem durch die zunehmende Wärmeableitung nach außen bedingten stationären Endzustand. Sicherlich enthalten diese Überlegungen manches Richtige; wieviel davon richtig ist und wieweit sie genügen könnten zu einer befriedigenden Erklärung der beobachteten Erscheinungen, hätte allerdings nur ein Hinausgehen über lediglich qualitative Spekulationen zeigen können. In einer anderen Arbeit hat Güntherschulze (4) einen wesentlich neuen Gedanken hinzugefügt, den auch Schottky (4) in einer kurzen Bemerkung zu seiner Diffusionstheorie der Säule geäußert hat. Infolge der Zunahme der Gasdichte nach außen hin — heißer Kern, kalter Mantel — soll die Wiedervereinigung der Ladungsträger nicht erst an der festen Rohrwand, sondern bereits an der Grenze zwischen Mantel und Kern stattfinden und diese Grenze also zum Teil die Rolle der Rohrwand übernehmen. Bis zu verwertbaren Folgerungen durchgearbeitet ist auch dieser Gedanke leider nicht, ebensowenig wie die weitere Angabe Schottkys, daß eine Beimischung elektronegativer Verunreinigungen die Kontraktion begünstigen sollte.

Bei dieser Sachlage war es wünschenswert, durch neue Versuche das Beobachtungsmaterial zu ergänzen. Sie wurden ausgeführt unter Mithilfe von Hr. Notter und Hr. Straehler und dann insbesondere von Hr. Wulfhekel, denen auch hier bestens gedankt sei. Vorausgeschickt sei noch, daß es sich als nützlich erweist, von vornherein auf Grund dieser Versuche zwei Formen zu unterscheiden, die grundsätzlich voneinander verschieden zu sein scheinen, nämlich die „Schlauchentladung" und die „kontrahierte Säule". Ob die kontrahierte Säule bis an die Rohrwand reicht oder davon durch einen (scheinbar oder tatsächlich) dunklen Mantel getrennt ist, also von der Wand „abgelöst" ist oder nicht, ist nicht wesentlich und kommt nur auf Intensitätsfragen quantitativer Art hinaus.

2. Die kontrahierte Säule.

Das Programm für eine einigermaßen systematische Untersuchung der Entstehungsbedingungen der Kontraktion und der Schlauchentladung ergibt sich von selbst. Es müssen zuerst die Verhältnisse in reinen Edelgasen, dann in Gemischen eines Edelgases mit einem anderen Gas und endlich die Bedingungen augenscheinlich besonderer Art studiert werden, die für die Ausbildung einer Schlauchentladung notwendig sind. Gewisse experimentelle Schwierigkeiten treten insofern auf, als das bequeme und wirksame Mittel der Zirkulationsreinigung hier nicht immer benutzt werden kann, weil Toträume möglichst ausgeschlossen werden müssen. Denn es kommt qualitativ u. U. darauf an, auch bei hohen Entladungsstromstärken eine hohe Gasdichte in der Entladungsröhre selbst halten zu können und es ist natürlich erwünscht, auch quantitativ die Gasdichte aus dem kalten Fülldruck angeben zu können. So bleibt nichts anderes übrig, als das Rohr nach den üblichen Methoden des Ausbrennens und Ausheizens in langer Vorbehandlung möglichst zu säubern und dann das Gas nach anderweitig bewährten und erprobten Methoden, z. B. durch Magnesiumzerstäubung während der eigentlichen Beobachtung dauernd weiter zu reinigen; man kann es so immerhin bis hinauf zu Fülldrucken von etwa 20 cm *Hg* und Stromstärken von etwa 2 Amp. erreichen, daß das Gas, wenn vielleicht auch nicht extrem rein, so doch für die vorliegenden Zwecke rein genug bleibt und im Spektrum alle fremden Linien verschwinden. Ein Bild der typischen benutzten Entladungsröhre gibt die Fig. 1 mit Glühkathode, Graphit oder Nickelanode, den Zerstäubungshilfskathoden aus im Vakuum destillierten Magnesium und dem ungefetteten Innenschliff. Für die höheren Stromstärken mußte ein Entladungsrohr aus Quarz benutzt werden, mit dem es gelang, bis zu Stromdichten von etwa 10 Amp./cm² und bis zu Fülldrucken von etwa 40 cm hinaufzukommen. Dies Rohr bestand aus einem Mittel-

teil von etwas über 1 cm lichter Weite und 20 cm Länge mit zwei größeren Endstücken, in denen die Anode bzw. die Glühkathode untergebracht waren (Fig. 2). Das ganze Rohr und insbesondere die unvermeidlichen Kittstellen gegen Glas, sowie der Kathodenschliff wurden intensiv gekühlt. Um auch bei den größten Stromstärken und Fülldrucken noch reines Gas zu haben und

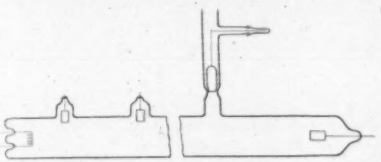


Fig. 1.

vor allem die in der Entladung entstehenden Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode möglichst auszugleichen, mußte das Füllgas dauernd über zwei mit flüssiger Luft gekühlte Silikagelvorlagen mit Hilfe einer Quecksilberstrahlpumpe im Kreis herumgeführt werden. Dies erwies sich als unvermeidlich und es mußte also der Totraum der Zirkulationsleitung in den Kauf genommen werden; eine Überschlagsrechnung ergab, daß unter den extremen oben genannten Bedingungen die Dichte im Mittelteil noch einem Fülldruck von 10—12 cm *Hg* bei inhomogener Zimmertemperatur entsprach. Das Gas war zwar trotz aller Bemühungen sicher nicht extrem rein, aber es war immerhin so rein, daß irgendwelche farbige Säume an der Säule nicht zu bemerken und auch spektroskopisch nur bei den größten Stromstärken ganz schwach fremde Linien oder Banden festzustellen waren. Die radiale Helligkeitsverteilung in der Säule wurde subjektiv im stark vergrößerten Projektionsbild,

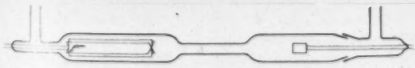


Fig. 2.

evtl. noch abgeschwächt durch Neutralgläser, und objektiv an photographischen Aufnahmen untersucht.

Die Ergebnisse lassen sich dahin zusammenfassen, daß 1. in den reinen Edelgasen eine Kontraktion der Säule, gekennzeichnet durch eine Helligkeitszunahme von der Rohrwand nach der Achse hin, zunehmend mit zunehmender Gasdichte auftritt, jedoch stets mit ganz kontinuierlich verlaufender Helligkeitsverteilung. Auch wenn die Entladungsbahn sich von der Wand abgelöst hat und von einem dunklen Mantel umgeben ist, geht die Helligkeit kontinuierlich in diesen dunklen Mantel über. Die Gasdichte ist also von maßgebendem Einfluß auf die radiale Helligkeitsverteilung in der Säule und die radiale Inhomogenität nimmt mit zunehmender Dichte zu. 2. Die Frage, ob es neben diesem „Druckeffekt" auch einen „Stromeffekt" gibt in dem Sinne, daß auch eine Zunahme der Stromdichte eine Zunahme der radialen Inhomogenität bedingt, muß verneint werden. Niemals zeigte sich, auch bei den höchsten erreichten Stromstärken, ein Anzeichen für eine Ablösung der Säule von der Wand, sondern stets nur der übliche flache Intensitätsanstieg nach der Achse hin, ja es konnte mit Sicherheit nicht einmal die Existenz eines „Stromeffekts" überhaupt festgestellt werden in dem Sinne, daß die Kontraktion der Säule mit zunehmendem Strom ausgeprägter wurde, sondern nur das Gegenteil. Daß der Säulenquerschnitt mit der Stromstärke scheinbar größer wird, ist lediglich als ein Intensitätseffekt zu deuten und unwesentlich; es scheint aber außerdem mit zunehmender Stromstärke eine zunehmende Gleichmäßigkeit der Helligkeitsverteilung über den Rohrquerschnitt sich einzustellen. Zu beachten ist dabei allerdings, daß die Gasdichte im Entladungsrohr aus den obengenannten Gründen nicht unabhängig von der Stromstärke konstant gehalten werden konnte, sondern mit zunehmender Stromstärke sicher etwas abnahm; aber auch eine Wiederholung der Versuche bei möglichst intensiver Kühlung des ganzen Entladungsrohres durch eine kräftige Wasserbrause ergab keinen Hinweis auf einen bemerkbaren Stromeffekt. In diesem Zusammenhang sei auf eine Arbeit von Zwiebler (5) hingewiesen, der ebenfalls eine Ausgleichung der Intensität über den Rohrquerschnitt mit zunehmender Stromstärke findet, allerdings bei etwa 100 bis 1000mal kleineren Stromstärken als den hier benutzten, also unter ganz anderen Bedingungen; im übrigen findet Zwiebler auch den im vorhergehenden bereits besprochenen Druckeffekt. Um die in Gemischen eines Edelgases mit anderen Gasen auftretenden Erscheinungen zu studieren, wurden im Laufe der Zeit eine ganze Reihe verschiedener Entladungsröhren benutzt, am häufigsten ein gerades Rohr von etwa 60 cm Länge und 3 cm Weite mit einer Graphitanode und einer innengeheizten Glühkathode oder einer kalten Nickelkathode sowie ein Rohr mit Nickelelektroden von etwa denselben Dimensionen, das U-förmig gebogen war, um es in einem Heizkasten unterbringen zu können. Beide Rohre konnten dicht an der Einmündung der Pumpleitung mit einem fettfreien Innenschliffventil abgeschlossen werden, um die Gasdichte konstant

zu halten. Das U-Rohr hatte (Fig. 3) außerdem Ansätze, die ebenfalls im Heizkasten Platz hatten, in denen aus elektromagnetisch zu öffnenden Ampullen die Dämpfe fester oder flüssiger Substanzen der Grundfüllung beigemischt werden konnten. Das Ergebnis ist: 3. Zumischung von einem Edelgas zu einem anderen (Helium, Neon, Argon), aber auch von Quecksilberdampf, Wasserstoff oder Stickstoff zu einem Edelgas — und zwar handelte es sich um Zumischungen bis

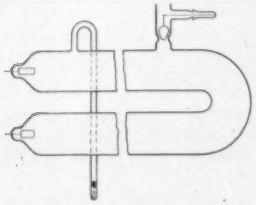


Fig. 3.

zu etwa 30 Proz. — geben stets nur eine kontrahierte Säule, u. U. mit Ablösung von der Wand, in dem bisher stets gemeinten Sinne, nämlich ohne die später zu erwähnenden Eigenschaften der Schlauchentladung.

Über die radiale Verteilung der spektralen Emission wurde eine große Zahl von Versuchen durchgeführt, ausgehend von der Beobachtung, daß man häufig eine Unterteilung der Säule in einen Kern und einen Mantel (äußeren Saum) von verschiedener Farbe feststellen kann. Es wurde dabei zu einem Edelgas ein anderes Edelgas, Wasserstoff, Stickstoff, Quecksilberdampf oder einer der im nächsten Abschnitt genannten organischen Dämpfe zugemischt und bei allen möglichen Drucken, Stromstärken und Mischungsverhältnissen das Aussehen der kontrahierten Säule subjektiv sowohl wie in spektraler Zerlegung studiert. Das Ergebnis läßt sich dahin zusammenfassen, daß in Gemischen zweier Gase, wenn nicht in bekannter Weise eine Umfärbung der ganzen Säule eintritt, eine Unterteilung der genannten Art auftritt. Handelt es sich um zwei einatomige Gase, so liegt die Linienemission des leichter anregbaren stets außen. Man kann dies besonders schön beobachten z. B. in einem *Ne—Hg*-Gemisch, wo der rote Neonkern umgeben ist von dem blauen Quecksilbermantel; nebenbei bemerkt kann man hier auch die bekannte, von Stark und dem Verfasser zuerst untersuchte Anregungsdispersion im Säulenscheitel sehr deutlich erhalten und es erreichen, daß die Säule vom Scheitel an bis auf Strecken von einigen cm das blaue *Hg*-Licht emittiert und dann erst das rote *Ne*-Licht einsetzt. In Gemischen eines Edelgases mit einem Molekülgas, auf die später noch zurückzukommen sein wird, erscheint im Mantel das Molekülbandenspektrum. Bemerkenswert ist es, daß sogar in manchen Metalldämpfen (z. B. in Cadmiumdampf) und ihren Mischungen mit Edelgasen eine derartige Unterteilung zu beobachten ist, wo dann im Mantel die Banden des Metallmoleküls oder Edelgas-Metall-Moleküls allein oder bevorzugt emittiert werden [1]).

3. Die Schlauchentladung.

Die Schlauchentladungen — von denen Fig. 4 ein typisches Beispiel (Grundfüllung *Ne* von einigen mm *Hg*) gibt [2]) — sind, im Gegensatz zu allen im vorhergehenden beschriebenen Formen der „kontrahierten" Säule subjektiv scharf begrenzte, schlauch- oder fadenförmige Gebilde, die außerdem wohl immer in schwingender oder

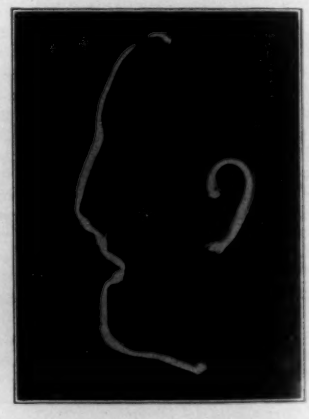


Fig. 4.

drehender Bewegung sind. Wesentlich ist aber vor allem, daß sie sich nicht kontinuierlich aus der gewöhnlichen oder der kontrahierten Säule entwickeln, sondern daß sie bei Steigerung der Stromstärke in plötzlichem Umschlag aus jenen entstehen, daß hier also ein typischer Stromeffekt vorhanden ist. Die kritische Stromstärke, bei der der Umschlag stattfindet, hängt ihrerseits vom Druck ab und zwar sinkt sie mit zunehmendem

1) Nach Mitteilung von Herrn Krefft (Studiengesellschaft f. elektr. Beleuchtung).

2) Von der Studiengesellschaft f. elektr. Beleuchtung freundlichst überlassen, wofür auch hier gedankt sei.

Druck, wie dies Fig. 5 an dem Beispiel einer Entladung in Neon zeigt, das mit Hahnfettdämpfen etwas verunreinigt war (Bohrweite etwa 3 cm). Aus den im Lauf der Zeit gesammelten Erfahrungen läßt sich zudem bereits mit ziemlicher Sicherheit entnehmen, daß die Existenz der Schlauchentladungen auch an einen genügend kritischen hohen Fülldruck gebunden sein dürfte, der von der Größenordnung 1 cm *Hg* ist und in dem Beispiel

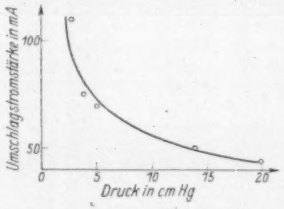


Fig. 5.

der Fig. 5 bei etwa 0,6 cm lag, und vor allem, daß sie gebunden ist an gewisse Verunreinigungen, wovon sogleich die Rede sein wird. Der Durchmesser des Schlauches hängt ebenfalls vom Fülldruck ab und wird mit zunehmendem Druck kleiner; beobachtet konnten Schlauchdurchmesser von etwa 1 cm bis herab zu etwa 1 mm werden. Die Farbe und das Aussehen der Entladung kann je nach Art und Menge der Verunreinigung ein sehr verschiedenes sein. Zwischen extremen Formen, deren eine ein homogen in der Farbe der Verunreinigung leuchtender Schlauch, deren andere ein (bis auf einen u. U. kaum mehr wahrnehmbaren Saum in der Verunreinigungsfarbe) leuchtender Schlauch in der Farbe des Grundgases ist, gibt es alle möglichen Zwischenstufen, bei denen sich um einen in der Farbe des Grundgases (in Neon also z. B. roten) leuchtenden Kern ein mehr oder minder dicker Mantel in der Farbe der Verunreinigungen legt (der meist blau oder blaugrün aussieht).

Die wichtigste Frage ist natürlich die, welche Beimischungen zu einem Edelgas für die Ausbildung einer Schlauchentladung notwendig sind; daß dazu jedenfalls nicht alle Beimischungen taugen, sind, zeigten schon die bereits beschriebenen Versuche in Gasgemischen. Man erhält Schlauchentladungen am besten durch Zumischung von schweren organischen Dämpfen wie Hahnfett, Naphthalin, Alkohol u. dgl., aber auch Zusatz von Wasserstoff, Jod und sogar von Sauerstoff erwies sich als wirksam (während, wie schon erwähnt, Wasserstoff oder Stickstoff niemals eine Schlauchentladung lieferten). Meist genügen schon recht geringe Mengen einer der genannten Verunreinigungen; so z. B. führte Naphthalin noch in Kohlensäurekühlung zur Ausbildung einer Schlauchentladung und es ist auch möglich, in Neon eine Schlauchentladung von fast homogener roter Farbe mit einem kaum mehr wahrnehmbaren blauen Saum zu erhalten. Der notwendige Verunreinigungsgrad hängt ab von der Art der Verunreinigung, jedoch nicht nur von dieser allein, sondern auch von der Stromstärke, und zwar nimmt er mit zunehmender Stromstärke ab oder genauer gesagt, es nimmt die oben genannte kritische Umschlagstromstärke ab mit zunehmendem Verunreinigungsgrad. Ein anschauliches Beispiel dafür ist folgendes, das sich auf ein Gemisch von Neon mit etwas ungesättigtem Naphthalindampf bezieht. Bereits bei kleinen Stromstärken konnte bei allen Fülldrucken zwischen 2 und 20 cm *Hg* eine typische Schlauchentladung erhalten werden. Schon wenige Minuten nach der Zündung zog sich jedoch der Schlauch langsam in die Kathode zurück (Entmischung) und bald war das ganze Rohr nur noch mit einer blaugrauen schwach kontrahierten Säule erfüllt. Zugleich schied sich deutlich Kohlenstoff an der Rohrwand aus und im Spektrum erschien das Wasserstoffspektrum. Das Naphthalin ($C_{10}H_8$) zerfiel offenbar in der Entladung und die Naphthalinkonzentration reichte deshalb nicht mehr aus zur Erzeugung einer Schlauchentladung. Wenn man dann aber die Stromstärke steigerte, erschien in plötzlichem Umschlag die Schlauchentladung wieder, so daß eine Deutung dieser Beobachtungen im Sinn der oben formulierten wichtigen Folgerung berechtigt sein dürfte.

Für die weitere Untersuchung erwies es sich nun als ein sehr nützlicher Kunstgriff, einerseits sofort nach der Zündung der Entladung, andererseits dauernd während des Stromdurchgangs zu beobachten. Im ersteren Fall erfüllt das Gasgemisch das ganze Entladungsrohr mit gleichmäßiger Zusammensetzung, während im anderen Fall eine langsame Entmischung vor sich geht, derart, daß die Mischungskomponente mit der kleineren Ionisierungsspannung sich an der Kathode anreichert und die andere Mischungskomponente an der Anode mit zunehmender Reinheit zurückbleibt. Wenn man Neon als Grundfüllung benutzt, werden alle Zumischungen zur Kathode getrieben und man kann dann sehr schön beobachten, wie im Lauf der Zeit gewisse Erscheinungsformen der Säule von ihrem einen Ende entstehen und langsam gegen das andere hinwandernd allmählich sich über die ganze Säule ausbreiten. Die Fortschreitungsgeschwindigkeit war bei den vorliegenden Versuchsbedingungen von der Größenordnung 1 cm/sec und ermöglichte also eine bequeme Beobachtung aller Einzelheiten. Als das wichtigste Ergebnis aus einer

Reihe solcher Beobachtungen ist zu nennen, daß augenscheinlich nicht nur eine zu kleine, sondern auch eine zu große Menge von Verunreinigungen der Ausbildung einer Schlauchentladung nicht günstig ist und sie u. U. sogar ganz verhindert. Als ein Beispiel diene eine Versuchsreihe in stets derselben Füllung (Neon von 1 cm *Hg* + Alkohol + Fettdampf), in der ein roter Schlauch mit grünblauem Mantel entsteht. Die Fig. 6 gibt aus der

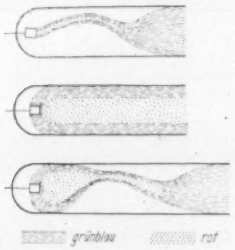


Fig. 6.

ganzen, etwa 10 Minuten umfassenden Beobachtungsreihe einige Etappen, die sich folgendermaßen deuten lassen und dann zu der obigen Folgerung führen: a) Zwischen 0,8 und 2 Amp. bei kurzdauernder Belastung keine Schl.E. möglich. Beansprucht man jedoch das Rohr etwa 1 Min. mit 2 Amp., so beginnt (Bild a) aus der Anode eine Schl.E. herauszuwachsen. b) Sie bleibt dann auch für kurze Zeit existenzfähig und zwar im ganzen Strombereich 0,8 bis 2 Amp. Das ursprünglich zu unreine Gas hat sich durch Entmischung, von der Anodenseite her beginnend, gereinigt. c) Belastet man in diesem Zustand zu stark, etwa mit 3 Amp., so verschwindet die Schl.E. in etwa einer Minute wieder, weil das Gas zu rein wird (Bild b). Es gibt aber d) eine geeignete mittlere Stromstärke, bei der die Schl.E. im Mittelteil der Säule (Bild c) lange Zeit bestehen bleibt. Links davon (gegen die Anode hin) ist das Gas zu rein, rechts davon (gegen die Kathode hin) ist das Gas zu unrein, und nur im Mittelteil stellt sich infolge der Wirkung und Gegenwirkung von elektrischer Entmischung und Wiedermischung durch Diffusion der geeignete Reinheitsgrad her. Ein anderes Beispiel, das sich auf ein Gemisch von Sauerstoff und Neon bei einem totalen Fülldruck von etwa 4 cm bezieht, liefern die folgenden Zahlen:

Proz. Sauerstoff	5	12	17	25
	—	—	+	—

Es wurde dabei in allen Gemischen jeweils sogleich nach der Zündung die ganze Skala der Stromstärken möglichst rasch durchlaufen; — bedeutet, daß keine Schl.E. auftrat, + daß eine Schl.E. sich ausbildete. Also auch hier ist augenscheinlich eine weder zu kleine noch zu große, zwischen etwa 15 Proz und 20 Proz liegende Zumischungsmenge erforderlich.

4. Theoretische Betrachtungen.

Für die radiale Inhomogenität der Säule, soweit sie nicht aus der Diffusionstheorie unmittelbar folgt und durch die Abnahme der Trägerdichten und der Stromdichte nach der Rohrwand hin nach den Formeln dieser Theorie gegeben ist, wird man in erster Linie thermische Effekte verantwortlich machen. Es wird im Gas durch die Entladung Wärme erzeugt, dadurch die Gastemperatur gesteigert und dadurch wiederum die Gasdichte verkleinert. Diese Vorgänge im einzelnen zu erfassen, ist erst später bei der Besprechung der Energiebilanz möglich, es ist aber hier auch gar nicht notwendig auf diese Einzelheiten einzugehen. Denn wenn man untersuchen will, wieweit insbesondere die im vorhergehenden beschriebenen Kontraktionserscheinungen auf Grund der thermischen Theorie zu verstehen sind, genügt es offenbar, eine extreme Idealisierung der wirklichen Sachlage zu betrachten und zwar extrem in dem Sinne, daß ein möglichst steiler Dichteabfall von der Achse zur Wand des Rohres zu erwarten ist. Wenn dann unter derartigen Annahmen die thermische Theorie nicht genügt zur Erklärung der beobachteten Kontraktionserscheinungen, kann man sicher sein, daß sie tatsächlich unzureichend ist. Andererseits aber wird man, wo es sich um quantitative Folgerungen handelt, immerhin der Größenordnung nach richtige Ergebnisse auch aus einer solchen Idealisierung erhalten, wozu ebenfalls in Absch. 6 die Belege zu finden sind.

Die erwähnte Idealisierung muß nun einerseits in Richtung einer möglichst großen und möglichst konzentrierten Wärmeerzeugung, andererseits einer möglichst kleinen Wärmeabfuhr nach der Rohrwand hin liegen und dies ist der Fall, wenn man annimmt (6), daß 1. nur in der Umgebung der Achse, d. h. für $r \leq r_0$ und zwar in homogener Volumverteilung Wärme (Q cal/cm³ sec) produziert wird; 2. in diesem „Kern" I die ganze Stromarbeit in Wärme verwandelt wird und 3. Wärme durch den „Mantel" II nur durch Wärmeleitung im Gas an die Wand $r = R$ abströmt. Dann sind die Gleichungen für die Temperatur T des Gases

$$\text{in I} \quad 2\pi r \cdot \gamma(T) \frac{dT}{dr} = -Q \cdot r^2 \pi$$
$$\text{in II} \quad 2\pi r \cdot \gamma(T) \frac{dT}{dr} = -Q \cdot r_0^2 \pi, \tag{1}$$

wenn $\gamma(T)$ das Wärmeleitvermögen des Gases ist. Führt man ein

$$F(T) = \int \gamma(T)\, dT, \tag{1a}$$

so kann man die Lösung dieser Gleichungen in der Form schreiben:

$$\begin{aligned} &\text{in I} \cdot \quad F(T_0) - F(T) = \frac{Q}{4} r^2 \\ &\text{in II} \quad F(T_0) - F(T) = \frac{Q}{4} r_0^2 + \frac{Q r_0^2}{2} \ln r/r_0, \end{aligned} \tag{2}$$

wo T_0 die Temperatur in der Rohrachse ist (T_0 ist natürlich bestimmt durch die Temperatur der inneren oder äußeren Rohrwand). Kennt man $\gamma(T)$, z. B. in Gestalt der üblichen Sutherlandschen Gleichung, so kann man aus (2) durch ein einfaches graphisches oder numerisches Verfahren die Temperaturverteilung im Gas berechnen; man kennt dann also an jeder Stelle r die Temperatur $T(r)$ mit Q, T_0 und r_0 als Parametern, daraus auch $\gamma(r)$ und findet aus (1) sofort $\frac{dT}{dr}$. Damit hat man alles zur Verfügung zur Berechnung der Gasdichteverteilung in und in der Umgebung des Kerns. Von Interesse ist hier insbesondere die Zunahme der reziproken Gasdichte $1/\varrho$ mit zunehmendem r, da diese letztere ein Maß für die mittlere freie Weglänge λ der Ladungsträger ist, und zwar ist:

$$\frac{d\lambda}{dr} = \lambda \cdot \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right) \quad \text{oder} \quad \lambda_1 = \lambda_2 \frac{T_1}{T_2}. \tag{3}$$

Für die Diskussion der Gl. (2) ist die Kenntnis von $F(T)$ notwendig; wie man sich aus der Sutherlandschen bzw. Langmuirschen Formel für $\gamma(T)$ überzeugt, genügt es, das Wärmeleitvermögen als lineare Funktion von T anzusetzen. Als ein Beispiel seien die Verhältnisse in der Hochdruckquarzlampe nach den Angaben von Küch und Retschinsky betrachtet. Setzt man $\gamma = a \cdot T$ mit $a = 3 \cdot 10^{-8}$ cal/cm sec, $Q = W \cdot \frac{0{,}24}{r_0^2 \pi}$ cal/cm³ sec mit $W = 90$ Watt und den Kernradius $r = 0{,}5 \cdot R$ an, so erhält man für die radiale Verteilung der reziproken Gasdichte den in Fig. 7 gezeichneten Verlauf. Eine auch nur einigermaßen scharfe Begrenzung der Entladungsbahn ist also nicht zu erwarten und von einem „Steckenbleiben" der Ladungsträger an der Grenze zwischen Kern und Mantel, so daß diese Grenze die Rolle der Rohrwand übernehmen könnte, kann demnach nicht die Rede sein auch ganz abgesehen davon, daß die angenommene Wiedervereinigung an der Kern-Mantelgrenze sich durch die Emission eines gerade dort lokalisierten Wiedervereinigungsleuchtens bemerkbar machen müßte und davon nie etwas bemerkt worden zu sein scheint.

Von Interesse ist nun, ob nach dieser einfachen thermischen Theorie es wirklich dazu kommen kann, daß in den Randgebieten praktisch überhaupt keine Anregung bzw. Ionisation

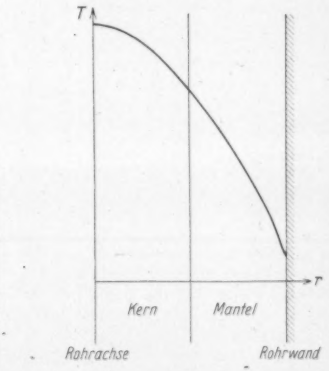


Fig. 7.

mehr stattfindet und die Säule sich so scheinbar von der Wand „ablösen" kann. Die eingangs erwähnten theoretischen Spekulationen gehen hier, abgesehen davon, daß sie rein qualitative sind, am Wesentlichen vorbei, nämlich an der Berücksichtigung der Energieverluste bei den Elektronenstößen unterhalb der Resonanzspannung. Denn nur so wird verständlich, daß Elektronen, die sich in einem konstanten Feld durch ein Gas bewegen, unter geeigneten Versuchsbedingungen überhaupt nicht die zur Anregung bzw. Ionisation erforderliche Energie erreichen können, sondern daß ihre Energie nach einem gewissen Anlaufweg stets auf einem dann konstant bleibenden, unterhalb der Resonanzspannung liegendem Wert bleibt. Dies anzunehmen, ist aber in einem reinen, nicht elektronegativen Edelgas notwendig, wenn man erklären will, daß die Säule von einem dunklen Mantel umgeben ist, weil auch in diesem der Gradient dieselbe Stärke haben muß wie in der leuchtenden eigentlichen Entladungsbahn. Gegeben sei also die konzitudinale Komponente der Feldstärke (der Gradient) $\mathfrak{E}$ in der Entladungsröhre und ferner nach den vorhergehenden Wärmeleitungsrech-

nungen und aus den Versuchsbedingungen die mittlere freie Elektronenweglänge λ in Abhängigkeit vom Achsenabstand r des Aufpunktes. Wenn dann der Endwert E_∞ der Elektronenenergie, der allgemein von $\mathfrak{E}$ und λ abhängt und mit abnehmendem λ ebenfalls abnimmt, von einem bestimmten $r \leqq r_0 <$ Rohrradius an kleiner als die Resonanzspannung wird, so könnte man in der Tat durch diese Verbindung der thermischen Theorie mit den neueren elektronenkinetischen Vorstellungen eine Erklärung für die Ablösung der Säule von der Wand geben. Über E_∞ läßt sich (vgl. Teil I) zur Zeit in der Entladung selbst, d. h. im leuchtenden Kern der abgelösten Säule, theoretisch noch nichts hier Verwertbares aussagen; aber im dunklen Mantel werden in erster Näherung die von Hertz u. a. angegebenen Formeln gelten. Welche von diesen Formeln man benutzt, ist hier gleichgültig, weil sie für E_∞ dieselbe Größenordnung $\lambda \cdot \mathfrak{E}/\sqrt{2k}$ liefern, wo k der bei jedem elastischen Stoß verlorengehende Bruchteil der Elektronenenergie ist. Zur Prüfung dieser Theorie liegen nun leider quantitativ wirklich brauchbare Daten noch nicht vor. Man kann aber aus den Angaben von Küch und Rètschinsky über die abgelöste Quecksilbersäule doch vielleicht bereits ersehen, wieweit die skizzierte Theorie überhaupt brauchbar sein könnte. Für $\mathfrak{E}$ wird man aus den Angaben der genannten Forscher etwa 30 ansetzen können, für die zur Kenntnis von λ notwendige Dampfdichte aber läßt sich nur schätzungsweise die Größenordnung des zugehörigen Dampfdruckes p_0, reduziert auf 0° C, zu 10^2 bis 10^3 mm Hg angeben. Mit einem mittleren Wirkungsquerschnitt von der Größe 10^2 cm²/cm³ bei 1 mm Hg und 0° C nach Kollath würde dies ergeben ($k = 5{,}4 \cdot 10^{-6}$):

$p_0 =$ 100 mm Hg, $\lambda\mathfrak{E} = 3 \cdot 10^{-3}$, $E_\infty \sim 1$ Volt,
$p_0 =$ 1000 mm Hg $= 3 \cdot 10^{-4}$ $\sim 0{,}1$ Volt.

Es ist danach die Existenz eines dunklen Mantels, d. h. eine Ablösung der Säule von der Wand, auf diesem Wege zu verstehen nicht unmöglich. Aus der Fig. 7 kann man weiter entnehmen, daß eine Zunahme der freien Elektronenweglänge nach innen hin um mehr wie das Zehnfache thermisch verständlich ist, woraus eine Zunahme auch von E_∞ um denselben Faktor folgen würde, so daß also auch die Existenz eines leuchtenden Kerns, d. h. die Erreichung und Überschreitung der Resonanzspannung in der Umgebung der Achse zu erklären nicht unmöglich sein dürfte. Einige naheliegende Verbesserungen dieser einfachen Überlegungen, nämlich die Berücksichtigung des Ramsauereffekts und des Einflusses der radialen Elektronenbewegung, wird man unschwer anbringen können.

Die eben skizzierte Theorie ist auch in bester Übereinstimmung mit den am Schluß von Abschnitt 2 beschriebenen Beobachtungen, daß die kontrahierte abgelöste Säule nicht ohne Änderung in der spektralen Zusammensetzung ihres Leuchtens in den dunklen Mantel übergeht (auch wenn keine Molekülgase vorhanden sind). Denn man muß gerade erwarten, daß die Emission einer Frequenz um so weiter nach außen reicht, je kleiner ihre Anregungsspannung ist und daß sich also insbesondere in Gasgemischen (z. B. in einem Gemisch von Neon oder Helium mit Hg Dampf) eine zonale Struktur der äußeren Säulengrenze bemerkbar macht. Wenn Moleküle vorhanden sind, entsteht der erwähnte Bandensaum wahrscheinlich auch dadurch, daß eine materielle radiale Entmischung stattfindet, derart, daß die Moleküle in der kontrahierten Entladungsbahn dissoziiert werden, dann als Atome nach außen diffundieren und im Mantel sich wieder zu Molekülen irgendwelcher Art zusammenfinden. Es handelt sich dann also nicht nur um eine Anregungsangelegenheit, und es konnte dies von Wulfhekel und dem Verfasser inzwischen auch direkt nachgewiesen werden durch vorsichtiges Absaugen des Gases aus dem Kern bzw. Mantel mit Sondenröhrchen und spektrale Analyse der abgesaugten Gase[1]).

Was dann allerdings mit den Ladungsträgern passiert, wenn sie in den Mantel hinausdiffundiert sind, ist im einzelnen noch unbekannt, und ganz unklar ist auch noch der Mechanismus der eigentlichen Schlauchentladungen. In diesen scheint tatsächlich die äußere Begrenzung des Entladungsschlauches weitgehend die Rolle der Rohrwand zu übernehmen; Untersuchungen darüber sind im Gange.

Es ist zu erwarten, daß bei großen Stromdichten neben den rein thermisch bedingten Effekten die elektrodynamische Anziehungskraft zwischen den einzelnen Stromfäden der Entladung als ein weiterer, im vorhergehenden noch nicht berücksichtigter, die Kontraktion fördernder Effekt eine Rolle spielt. Denn von den auf die Elektronen wirkenden Kräften nimmt in erster Näherung diese elektrodynamische Kraft mit dem Quadrat der Stromdichte zu, während die in entgegengesetzter Richtung wirkende Differenz der Kraft im Konzentrationsgefälle und der elektrostatischen Kraft der Raumladungen nur mit der ersten Potenz der Stromdichte zunimmt. Allerdings wird man, wie das schon der negative Ausfall der früher beschriebenen Versuche im Quarzrohr zeigt, recht hohe Stromdichten (> 10 Amp./cm²) benutzen müssen, wenn

1) Vgl. eine demnächst in dieser Zeitschr. erscheinende Arbeit.

man diesen Stromeffekt auffinden will. Zu einer quantitativen rechnerischen Erfassung fehlen noch, ähnlich wie bei der Gradientenberechnung in Teil I, die nötigen Unterlagen; eine orientierende Abschätzung läßt sich jedoch vornehmen und ergibt, daß erst oberhalb von etwa 10^2 Amp./cm^2 die elektrodynamische Kraft eine Rolle spielen wird und dies ist wenigstens nicht im Widerspruch mit den genannten Versuchen.

5. Temperaturmessungen in der Säule.

Über die Temperatur der Ladungsträger in der Säule ist bereits in Teil I berichtet worden; hier sollen nun die Methoden zur Bestimmung der Temperatur des Gases im gewöhnlichen Sinne des Wortes besprochen werden. Es gibt deren eine ganze Reihe, nämlich die direkte Messung mit Thermoelementen, die indirekte Bestimmung aus der Wandtemperatur, die manometrische Festlegung einer Mitteltemperatur und die optischen Methoden. Bei der Diskussion mancher Einzelheiten wird es allerdings notwendig sein, vorgreifend gewisse Ergebnisse aus dem folgenden Abschn. 6 zu benutzen.

Mit Thermoelementen die Gastemperatur zu bestimmen, wurde für Molekülgase bereits in einigen älteren Arbeiten versucht (7). Seeliger und Straehler (8) haben neuerdings für die Edelgase diese einfache Methode benutzt und insbesondere versucht, die damit erzielbare Genauigkeit durch die manometrische Methode zu kontrollieren; Lübcke hat sie angewandt auf den Quecksilberbogen (8). Neben den bekannten Fehlerquellen bei der Messung von Gastemperaturen mit Thermoelementen, die durch geeignete Dimensionierung der Elemente in erträglichen Grenzen zu halten sind, können in der Entladung eine wichtige Rolle zusätzliche Erwärmungen durch Wandeffekte spielen. Wenn die Wiedervereinigungswärme, die kinetische Energie der positiven Ionen und ebenso die Stöße zweiter Art der metastabilen Atome gegenüber der Strahlungsabsorption keine große Rolle spielen, ist zu erwarten, daß man relative Temperaturen in verschiedenem Achsenabstand, d. h. also die radiale Temperaturverteilung, mit Th.E. recht genau erfassen kann; die Genauigkeit der Absolutwerte, die Seeliger und Straehler zu 10 Proz. angegeben haben, ist aber sicher zu günstig eingeschätzt. Als die wichtigsten Ergebnisse sind neben methodischen Einzelheiten zu nennen, daß die Gastemperatur, die mit dem Druck stärker ansteigt als mit der Stromstärke, unter den üblichen Entladungsbedingungen gar nicht sehr hoch ist (so wurde z. B. in Neon in einem Rohr von 15 mm Radius bei 3 mm Druck und 30 mA eine Achsentemperatur von nur 90° C gemessen) und daß die radiale Temperaturverteilung innerhalb der Fehlergrenzen eine parabolische (vgl. Fig. 8) ist; (es bezieht sich in dieser Figur *a* auf 3 mm *Hg* und 27 mA, *b* auf 1,8 mm *Hg* und 20 mA, in reinem Neon). Dies ist zwar unter der Annahme homogener Wärmeerzeugung nach Warburgs Wärmeleittheorie zu erwarten, kann aber noch nicht als eindeutiger Beweis dafür angesehen werden. Man würde nämlich unter der Annahme einer

Fig. 8.

wie die Besselsche Funktion gestalteten Verteilung, wie sie nach der Diffusionstheorie anzusetzen wäre, für die Temperatur einen Abfall von der Mitte zur Wand zu erwarten haben, der sich innerhalb der Fehlergrenzen ebenfalls durch eine Parabel annähern läßt und sich von der Warburgschen Parabel nur quantitativ dadurch unterscheidet, daß bei gleicher Wärmeproduktion pro Sekunde und Zentimeter Säulenlänge der Scheitelwert in der Achse 1,6mal größer ist. Die Messungen von Lübcke beziehen sich auf einen Quecksilberbogen bei allerdings sehr kleinen Dampfdrucken (10^{-3} bis 10^{-5} mm *Hg*) und es ist deshalb die Angabe der Thermoelemente wahrscheinlich weniger zuverlässig. In einem Rohr von 12 cm Weite stiegen die Achsentemperaturen gegen die Anode hin an, die Säule war also nicht homogen und es erübrigt sich deshalb, hier auf die Einzelheiten einzugehen; erwähnt sei nur, daß selbst bei Stromstärken von über 10 Amp. die Temperaturen stets unter 300° C blieben.

Die manometrischen Methoden beruhen darauf, daß man das Entladungsgefäß als Thermometergefäß eines Gasthermometers üblicher Art benutzt, wobei man wie in der gewöhnlichen Gasthermometrie bei konstantem Volumen oder bei konstantem Druck arbeiten kann. Unmittelbar liefern derartige Messungen natürlich nur den Mittelwert der Gastemperatur über den Rohrquerschnitt und erst auf Grund gewisser Annahmen über die Temperaturverteilung oder die Ver-

teilung der Wärmequellen detailliertere Angaben. Seeliger und Straehler haben bei konstantem Volumen gearbeitet, ebenso später Sommermeyer bei seiner Untersuchung der Energiebilanz. Voraussetzung ist dabei, daß alle Toträume, d. h. nicht von der Säule erfüllten Teile der ganzen Vakuumapparatur, möglichst vermieden werden. Man kann dies erreichen durch Benutzung eines langen Entladungsrohres und eines Manometers ohne großes Eigenvolumen und kann auch leicht die Genauigkeit der Messung abschätzen. Gemessen wird der Druck p_1 und die Temperatur T_1 des Füllgases ohne Entladung sowie der Druck p_2 mit Entladung. Dann ist für ein Rohr vom Radius R wegen der Konstanz der totalen Gasmenge:

$$p_1 \frac{R^2\pi}{T_1} = p_2 \int_0^R \frac{2r\pi\,dr}{T_2(r)},$$

woraus die mittlere Temperatur τ_2 — alles ist dabei bezogen auf ein Stück des Rohres von der Länge 1 cm — entsprechend der Definitionsgleichung

$$R^2\pi/\overline{T_2} = \int_0^R \frac{2r\pi\,dr}{T_2(r)}$$

unmittelbar folgt. Bei konstantem Druck hat Pupp (9) seine Messungen ausgeführt, der diese Methode, leider ohne auf Einzelheiten einzugehen, grundsätzlich für besser hält. In der praktischen Durchführung hält man den Druck durch eine Gasbürette konstant, wenn das von der Säule erfüllte Volumen durch Umschaltung auf eine andere Anode um ΔV geändert wird. Mit denselben Bezeichnungen wie früher ist dann

$$G = \frac{p_1 \Delta V}{R'}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right), \qquad (R' = \text{Gaskonstante})$$

wo G die Gasmenge ist, die aus der Bürette zur Konstanthaltung des Druckes entnommen werden muß. Für Argon in einem Rohr von 0,85 cm Radius sind die Ergebnisse in den Fig. 9 u. 10 gezeichnet. Bemerkenswert ist die ziemlich regellose Lage der Meßpunkte bei den Drucken unter 2 mm Hg, die nicht auf Meßfehler zurückzuführen ist und sogar zu einer Überschneidung der Kurven führen kann. Pupp erklärt diese scheinbaren Irregularitäten durch die wandernden Schichten, die — nur im Drehspiegel erkennbar — in verschiedenen Formen auftreten können und zwischen diesen Formen wechseln.

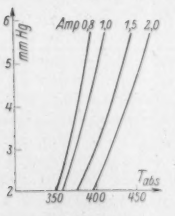


Fig. 9.

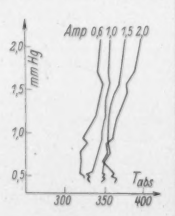


Fig. 10.

Über die Festlegung einer mittleren Temperatur kommt man, wie schon erwähnt, mit der im übrigen sehr brauchbaren manometrischen Methode ohne speziellere Annahmen nicht hinaus. Dies führt nun bereits zu den eingangs genannten indirekten Methoden hinüber und steht in engem Zusammenhang mit den Betrachtungen des folgenden Abschnittes über die Energiebilanz. Wenn man auf Grund theoretischer Erwägungen den radialen Temperaturverlauf kennt, wobei es nur auf den Verlauf, nicht aber auf irgendwelche Absolutwerte ankommt, gibt dies natürlich eine Relation zwischen der Achsentemperatur und der Wandtemperatur und man kann also aus der letzteren Aussagen über die erstere machen. Dies kann von Nutzen sein, wenn man die Wandtemperatur außen kennt (Pupp, Sommermeyer). Wesentlich ist dabei, daß zu einem theoretischen Ansatz für den Temperaturverlauf spezielle Annahmen über den Mechanismus der Wärmeerzeugung im Gas nicht notwendig sind, sondern nur Annahmen über die Verteilung der Wärmequellen und über den Wärmetransport aus dem Gas zur Wand und daß für diesen nur Wärmeleitung in Frage kommt. Günstig ist, daß sich eine parabolische Temperaturverteilung $T = T_0 - br$ als eine sehr brauchbare Näherung erweist, gefährlich ist jedoch, daß dies nur solange gilt, als eine thermische Inhomogenität der Säule (Kontraktion) quantitativ noch keine Rolle spielt und daß man erst nachträglich und indirekt erkennen kann, ob diese Voraussetzung erfüllt ist. Man kann aber umgekehrt die Abweichungen vom parabolischen Verlauf benutzen, um die Erscheinung der Kontraktion meßbar zu fassen oder eine solche Abweichung geradezu zur Definition der Kontraktion verwenden.

Nach weiteren Methoden als den bereits genannten, besteht ein Bedürfnis wohl nur in speziellen Fällen, wie z. B. in Metalldampflampen und hochstromigen Bogensäulen, wo alle jene Methoden versagen. Hier stehen dann nur noch optische Methoden zur Verfügung, von denen bisher erst eine, die von v. Engel u. Steenbeck (10) entwickelte, praktisch ausgeprobt worden ist, die auf der Absorption von Röntgenstrahlen im Gas der Entladungsbahn beruht und naturgemäß nur Mittelwerte liefert. In Betracht kämen sonst noch eine interoferometrische Dichtebestimmung, die Auswirkung von

Dopplerbreiten usw., da die im Utrechter Institut entwickelten Methoden der Bandenphotometrie sich leider nur auf Molekülgase beziehen (11).

6. Die Energiebilanz der Säule.

Mit den energetischen Verhältnissen in der Säule einatomiger Gase, nämlich damit, wie und durch Vermittlung welcher Elementarprozesse die Stromarbeit in andere Energieformen umgewandelt wird, hat man sich erst in den letzten Jahren zu beschäftigen begonnen; die älteren Arbeiten beziehen sich mit Ausnahme der Untersuchungen an Quecksilberlampen alle auf die nichtedlen Molekülgase. Von dieser ist wohl die auch physikalisch bedeutungsvollste die

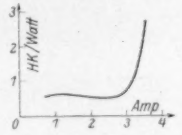


Fig. 11.

von Küch u. Retschinsky (2) über die Hochdruck-Quecksilberlampe und aus ihr wiederum der Befund, daß die Leuchtökonomie stark ansteigt, sobald die Säule sich von der Rohrwand ablöst; erinnert sei nur an die bekannte, in Fig. 11 nochmals reproduzierte Darstellung dieser Messungen. Erschwerend für die Deutung ist, daß in den üblichen *Hg*-Lampen die Entladungsparameter wegen des Nachdampfens der aus Quecksilber bestehenden Elektroden nicht unabhängig voneinander variiert werden können; denn der Gradient, die Stromdichte und die Dampfdichte sind hier zwangsläufig miteinander verkoppelt. Wichtig sind deshalb neue Messungen von Hr. Ewest und Becker in der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung, in der im Heizkasten mit ungesättigtem Dampf gearbeitet werden konnte. Die Ergebnisse machen es wahrscheinlich, daß die Ökonomie (Watt/HK) primär nur von der Stromdichte abhängt und die Dampfdichte nur mittelbar eine Rolle spielt, nämlich insofern, als sie die Kontraktion der Säule, d. h. den Säulenquerschnitt beeinflußt und damit die Stromdichte verändert. Damit ist aber über den eigentlichen Grund der Ökonomiesteigerung noch nichts gesagt und es ist sehr merkwürdig, daß eine genauere Diskussion dieses physikalisch und technisch gleich wichtigen Effektes noch nicht durchgeführt worden zu sein scheint. Zur Erklärung wird man zunächst an eine Anregung in Stufen denken, aber auch die Beteiligung einer Temperaturanregung ist nicht von vornherein von der Hand zu weisen, worauf übrigens schon Küch und Retschinsky hingewiesen hatten. Wenn die Säule abgelöst ist, ist nämlich die Entladungsbahn von einem vorzüglich wärmeisolierenden Mantel umgeben, so daß in der Entladungsbahn sehr hohe Temperaturen auftreten können; man kommt auf Grund der einfachen Wärmeleitansätze denn auch bis zu Temperaturen von der Größenordnung 10^4 Grad.

Von den neueren, auf die Edelgase und Metalldämpfe bezüglichen Arbeiten stammen die meisten aus der Praxis (12) und es stehen deshalb lichttechnische und konstruktive Belange im Vordergrund. Hier kommt es darauf an, die Lichtausbeute im ganzen Sichtbaren oder im Ultraviolett oder in bestimmten Spektralbereichen, in anderen Fällen die Flächenhelligkeit möglichst groß zu machen. Dabei ist zu beachten, daß technisch von Interesse meist nicht die Säule für sich allein, sondern die ganze Lampe einschließlich der Elektrodengefälle, der Hilfsheizung der Kathode, bei Dampffüllung der Verdampfungsprozesse, der Vorschaltwiderstände und Drosselspulen usw. ist und daß deshalb, soweit Daten überhaupt publiziert worden sind, sie sich meist nicht auf die Säule allein beziehen. Bei den technischen Entladungsröhren gestaltet sich nach Pirani die Bilanz ungefähr so, daß von der gesamten zugeführten Energie etwa 70 Proz. als Wärme vom Rohr abgeht, etwa 10 Proz. zur Heizung der Elektroden notwendig sind und die restlichen 20 Proz. als Strahlung das Rohr verlassen. Wie sich diese auf die verschiedenen Spektralbezirke verteilt, hängt natürlich von der Füllung ab; so z. B. entfällt bei Natrium ungefähr ein Drittel auf die Ultrarotlinien 8200 und 11000 AE, der Rest praktisch auf die *D*-Linien, während bei Neon die Verhältnisse etwas günstiger liegen. Bei den Neon- und Quecksilberlampen kommt man auf eine Ausbeute von etwa 5 Lm/W, bei Neon und Quecksilberfüllung auf etwa 35—50 Lm/W, bei der Natrium-Edelgaslampe auf etwa 60 Lm/W bzw. abzüglich aller äußeren Heizung des Rohres und der Elektroden auf etwa 370 Lm/W, was immerhin schon einer *D*-Linienausbeute von über 60 Proz. und mit Einschluß der Ultrarotemission einer Umsetzung von etwa 80 Proz. der Stromarbeit in Strahlung entspricht. Die Leuchtdichten liegen zwischen etwa 0,2 HK/cm² beim Moorelicht und 600 HK/cm² bei einer durch isolierte Diaphragmen eingeengten Neonsäule. Zur Überleitung auf eine physikalische Diskussion der Energieumsetzungen in der Säule sei hingewiesen auf das Schema in der Arbeit von Krefft, Pirani und Rompe, aus dem sehr instruktiv bereits hervorgeht, wie kompliziert und miteinander verkoppelt die Einzelvorgänge sind. Man hat jedoch schon mit Erfolg begonnen, dieses Schema durch kon-

krete Einzeldaten auszufüllen. Der Mechanismus der Abstrahlung ist durch eine Reihe wertvoller Arbeiten von Dorgelo, Krefft, Ornstein und seinen Mitarbeitern (13) weitgehend geklärt worden, wobei insbesondere die Probleme des Wiedervereinigungsleuchtens und der stufenweisen Anregung von unmittelbarem Interesse sind (vgl. Teil I), während andere Teilfragen in erster Linie atomoptisch von Bedeutung sein dürften und die Säule dabei mehr die Rolle einer bequem zu handhabenden Lichtquelle spielt. Einen ersten Vorstoß zur Klärung des Mechanismus der Wärmeerzeugung hat Pupp (9) unternommen und hat für Argon die Wärmeerzeugung im Gas und an der Wand quantitativ voneinander getrennt. Sommermeyer (14) hat dann die Untersuchung auf Argon, Neon und Helium ausgedehnt und vor allem auch eine allgemeine und eingehende theoretische Diskussion der Energiebilanz in der Säule durchgeführt.

Der den Messungen von Pupp zugrundeliegende Gedankengang ist kurz der folgende: für Argon, mit dem Pupp gearbeitet hat, macht die durch das Glas der Rohrwand gehende Strahlung nur einen kleinen Teil der Gesamtstrahlung aus, die im übrigen in der Wand absorbiert und in Wärme verwandelt wird. Gemessen wird nun einerseits nach dem bereits erwähnten Verfahren die mittlere Temperatur T_g des Gases. Andererseits kann man, wenn die Temperatur T_w der Wand bekannt ist (die hier durch ein Wasserbad festgelegt und gegeben ist), aus T_g und T_w die im Gasvolumen erzeugte Wärme W_v berechnen; sie ergibt sich unter der Annahme homogener Wärmeerzeugung nach Warburg aus dem üblichen einfachen Wärmeleitungsansatz. Das Ergebnis ist eine quantitative explizite Verknüpfung zwischen T_g und W_v, die außer der Wandtemperatur keine spezifischen Parameter enthält. Der letzte Schritt besteht darin, aus Strom und Gradient die Stromarbeit anzusetzen, die hier nach dem eingangs Gesagten praktisch gleich der Summe $W_v + W_w$ der im Volumen und der an der Wand erzeugten Wärme gesetzt werden kann. Man erhält so als Endergebnis $W_v/W_v + W_w$ in Abhängigkeit von den Entladungsparametern Stromstärke, Fülldruck und Rohrweite, und die Diskussion des Versuchsmaterials zeigt, daß W_v/W_w mit zunehmendem Druck ziemlich stark zunimmt, bei demselben Druck nur wenig mit der Stromstärke sich ändert und bei gleichem Druck und gleicher Stromstärke mit zunehmender Rohrweite zunimmt.

Sommermeyer hat nach einer etwas anderen umfassendern und deshalb nicht auf Argon beschränkten Methode gearbeitet und vor allem die Sachlage auch sehr eingehend theoretisch diskutiert. Die Genauigkeit seiner Messungen ist nicht sehr groß, aber es muß dazu bemerkt werden, daß es sich in seiner Arbeit auch gar nicht darum handeln sollte, durch übertriebene Bemühungen gewisse Zahlenwerte bis auf wenige Prozente genau zu ermitteln, sondern daß es wichtigere, grundsätzliche Fragen zu klären galt. Im übrigen wurde hinsichtlich der erstrebten Genauigkeit aller Einzeldaten, der zu fordernden Reinheit des Gases u. dgl. an dem bewährten Prinzip festgehalten, daß die Reproduzierbarkeit innerhalb gewisser Grenzen die Brauchbarkeit der Ergebnisse zu theoretischen Folgerungen gewährleistet. Der Grundgedanke und der Gang der Messungen ist der folgende: Experimentell können in der Energiebilanz die drei Glieder bestimmt werden: E_v = im Volumen der Säule in Wärme umgewandelte Energie, E_w = an oder in der Rohrwand in Wärme umgewandelte Energie und E_s = als Strahlung das Rohr verlassende Energie. 1. E_v wird bestimmt aus der mittleren Gastemperatur, der Wandtemperatur und der Wärmeleitung prinzipiell ganz ebenso wie bei Pupp. In der praktischen Durchführung unterscheidet sich das Verfahren von dem von Pupp nur dadurch, daß die Wandtemperatur mit einem Thermoelement gemessen und bei der Berechnung die Ungleichförmigkeit der Wärmeerzeugung im Rohrquerschnitt berücksichtigt wurde. Die thermoelektrische Messung der Wandtemperatur war notwendig wegen der großen Rohrdimensionen (Radius 2 cm, Länge 243 cm) und in Hinblick auf die E_s-Bestimmung. 2. E_s wurde mit genügender Genauigkeit aus einer Differenzmessung gewonnen. Direkt gemessen wurde nämlich $E_v + E_w$ [woraus sich dann mit Hilfe der Relation E_s = Stromarbeit $-(E_v + E_w)$ ergibt] und zwar in folgender Weise: Zwischen $E_v + E_w$ und der Wandtemperatur T_w besteht offenbar ein eindeutiger Zusammenhang, der abgesehen von den hier zu vernachlässigenden Konvektionsverlusten identisch ist mit der Temperaturabhängigkeit des Wärmestrahlungsvermögens des Wandglases. Dieses wurde bestimmt durch eine Eichung des Rohres mit einer Gasfüllung (Luft + Wasserstoffgemisch) für die erfahrungsgemäß E_s verschwindend klein ist. 3. E_w kann direkt nicht experimentell bestimmt werden, sondern muß aus dem nun bekannten E_v, E_s und der Stromarbeit $I \cdot G$ mit Hilfe der generellen Bilanzgleichung $I \cdot G = E_v + E_s + E_w$ berechnet werden. Der Gradient G wurde mit Hilfe von Sonden bzw. aus der Brennspannung bestimmt, in der wegen der großen Länge der Säule der Kathodenfall (Glühkathode) und der Anodenfall prozentual nichts ausmachen.

Die Ergebnisse sollen zunächst rein beschreibend zusammengefaßt werden und zwar im einzelnen für Neon, für das die besten und meisten

Daten zur Verfügung stehen. Wenn das Entladungsrohr ganz sauber ist, zeigen die drei Energieanteile das in den Fig. 12 u. 13 gezeichnete Verhalten. Es ist E_v fast unabhängig von der Stromstärke, während E_s deutlich mit zunehmender Stromstärke zunimmt und dementsprechend E_w abnimmt. Dies gilt für alle Drucke, aber quantitativ hängt die Aufteilung der Stromarbeit $J \cdot G$ in die drei Komponenten vom Druck ab und zwar in dem Sinne, daß E_s fast unabhängig vom

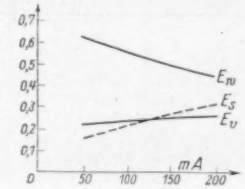


Fig. 12.

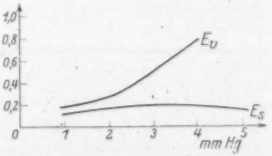


Fig. 13.

Druck ist, während E_v mit zunehmendem Druck zunimmt und dementsprechend E_w abnimmt. Die Fig. 12 bezieht sich auf einen Druck von 1 mm *Hg*, die Fig. 13 zeigt die Zunahme von E_v mit zunehmendem Druck (gemittelt über alle Stromstärken) und als Beispiel E_s für 200 mA. Es findet also mit zunehmendem Druck eine Verlagerung der Wärmeerzeugung von der Wand in das Gas statt; allerdings ist dabei zu beachten, daß der Anstieg der E_v-Kurve sicher zu steil gefunden wird wegen der mit zunehmendem Druck zunehmenden Kontraktion der Säule. Ganz andere Verhältnisse stellen sich nun aber ein, wenn das Entladungsrohr nicht ganz sauber ist. Dann nämlich bleibt zwar E_s praktisch dasselbe, E_v aber wird viel größer und dementsprechend E_w kleiner, d. h. die Wärmeproduktion rückt von der Wand in das Gas, wie dies Fig. 14 ebenfalls für 1 mm *Hg* zeigt. Auch dies gilt für alle Drucke, nun aber auch quantitativ, d. h. E_v ist jetzt praktisch unabhängig vom Druck und steigt nicht mehr — wie in Fig. 13 — mit zunehmendem Druck an. Sehr merkwürdig und für die theoretische Deutung wesentlich ist es, daß der Übergang von den „sauberen" zu den „unsauberen" Bedingungen jedoch keineswegs kontinuierlich erfolgt und etwa alle Zwischenwerte zwischen den in Fig. 12 und Fig. 14 eingezeichneten E_v-Werten erhalten werden können, sondern, daß sich das Entladungsrohr entweder in dem einen oder dem anderen Zustand befindet und dementsprechend entweder die kleinen E_v-Werte der Fig. 12 oder die großen der Fig. 14 erhalten werden. Bemerkenswert ist es ferner, daß der Gradient und die Temperatur der Rohrwand nur sehr wenig sich ändern beim Übergang von den sauberen zu den unsauberen Bedingungen, also unempfindlich sind gegen die

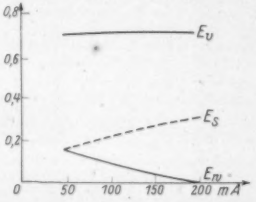


Fig. 14.

Verlagerung der Wärmeproduktion von der Wand in das Gas. Für Helium und Argon liegen die Dinge ähnlich; es genügt, darauf im folgenden gelegentlich Bezug zu nehmen.

Betrachtet man zunächst die Sachlage bei „sauberen" Versuchsbedingungen, so kommt man durch eine Abschätzung der für eine Wärmeerzeugung im Gas in Betracht kommenden Elementarprozesse nach Häufigkeit und Wirkungsgrad bereits zu dem Ergebnis, daß zu E_v einen merklichen Beitrag nur die Energieverluste bei den elastischen Stößen zwischen Elektronen und Gasteilchen liefern können. Die Erwärmung durch Ionenstöße kommt nicht in Betracht wegen der Kleinheit des Ionenstromes, die durch Stöße zweiter Art zwischen angeregten und normalen Atomen wegen ihrer zu kleinen Wahrscheinlichkeit. Unter der in Teil I bereits besprochenen Annahme, daß die Elektronen eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung besitzen und diese sich auch nach jedem Stoß sogleich wieder herstellt, ergibt sich mit Benutzung der Ansätze

$$\Delta E = K \cdot \frac{m}{2} v^2; \qquad K = \frac{2m}{M}$$

und

$$u = a \cdot \frac{e\lambda}{mv}$$

für den mittleren Stoßverlust ΔE und die Fortschreitungsgeschwindigkeit u für E_v der einfache Ausdruck

$$E_v = (J \cdot G) \cdot 5{,}8 \cdot \frac{m}{M \cdot \lambda^2} \cdot \left(\frac{T_-}{G}\right)^2.$$

Diese Formel macht den Anstieg von E_e mit zunehmendem Druck verständlich (natürlich nur soweit sich nicht die Kontraktion störend überlagert). Quantitativ gibt sie mit den von Seeliger und Hirchert gemessenen Werten der Elektronentemperatur T_- zwar für Helium die experimentell gefundene Größenordnung, für Neon und Argon aber außerhalb der Fehlergrenze liegend größenordnungsmäßig zu kleine Werte. Um diese Diskrepanz zu erklären, scheint nach Sommermeyer nur die Annahme von Potentialschwankungen (Plasmaschwingungen) in Betracht kommen zu können; die eine Vergrößerung der Stoßzahlen bewirken. Warum sie allerdings nur in Neon und Argon, nicht aber in Helium auftreten oder wirksam sein sollten, ist noch unverständlich. Die Deutung von E_z macht keine grundsätzlichen Schwierigkeiten (vgl. dazu Dorgelo (13)), schwieriger ist es jedoch, die Wanderwärmung E_w zu verstehen, die bei 1 mm *Hg* noch den Hauptanteil an der gesamten Wärmeproduktion ausmacht. Aus der Diffusionstheorie kann man den ambipolaren Diffusionsstrom berechnen, wenn man wieder die Temperaturmessungen von Hirchert und Seeliger und außerdem die von Druyvesteyn angegebenen Werte für die Ionenbeweglichkeit benutzt und kann so wenigstens abschätzen, daß die Rekombinationswärme wahrscheinlich keinen wesentlichen Anteil an der Wanderwärmung hat. Es würde dann also nur noch eine Wärmeproduktion durch metastabile Atome oder durch Absorption von Licht und zwar von ultraviolettem Resonanzlicht bleiben, da auch eine Erwärmung durch Ionenstoß, wie dies Langmuir (15) bei sehr viel kleineren Drucken angenommen hatte, hier quantitativ noch weniger wie die Rekombinationswärme ausmachen könnte. Leider sind alle derartigen Abschätzungen wenig zuverlässig und auch darüber, ob die Lichtabsorption oder die metastabilen Atome den Hauptanteil an der Wanderwärmung haben, läßt sich wenig quantitativ befriedigendes sagen, weil man die für den Diffusionskoeffizienten der Lichtquanten maßgebende freie Weglänge nicht genau genug kennt. Man wird deshalb am besten die Frage vorläufig noch offen lassen, wie die einzelnen der genannten Effekte an der Wanderwärmung beteiligt sind[1]).

Die Erklärung der Befunde bei „unsauberen" Bedingungen ist viel schwerer zu geben und scheint auf grundsätzlich neue Annahmen zu führen. Zunächst deuten alle Einzelheiten — vor allem die Reproduzierbarkeit der experimentellen Ergebnisse und die erwähnte Unempfindlichkeit des Gradienten — darauf hin, daß der Sitz der hier offenbar neu hinzukommenden Effekte nicht im Gas, sondern an der Wand zu suchen ist. Dies läßt sich dann weiter dahin einschränken, daß eine Gashaut an der Wand letzten Endes für die Verlagerung der Wärmeproduktion von der Wand in das Gas verantwortlich zu machen ist, eine Folgerung, die übrigens auch durch die in der Arbeit von Seeliger und Hirchert gesammelten Erfahrungen über die Reinigung eines Entladungsrohres und die Herstellung sauberer Bedingungen zwanglos gestützt werden kann. Die Gashauthypothese hat also sicher viel plausibles an sich, sie ist aber natürlich nur der erste Schritt zur Deutung der experimentellen Befunde und das eigentlich Neue bringt erst der nächste Schritt. Sommermeyer versucht nämlich eine Deutung durch die Annahme, daß aus dieser Gashaut z. B. photoelektrisch schnelle Sekundärelektronen ausgelöst werden, die in das Gas eindringen und es erwärmen. Es ist klar, daß diese Annahme an sich das Gewünschte leistet und es ist immerhin bemerkenswert, daß ein bisher kaum beachteter anderer Effekt[1]) in Entladungsröhren ebenfalls auf eine solche Elektronenemission der Rohrwand führt. Es ist auch verständlich, daß hierdurch die Elektronenkonzentration im Gas und damit der Gradient nicht merklich geändert zu werden braucht, weil die Wand positiv zurückgelassen wird und dies den Diffusionsstrom zur Wand beeinflußt. Im einzelnen bestehen aber für die Durchführung dieser Hypothese ohne Zweifel große Schwierigkeiten, ganz abgesehen davon, daß für den Fall einer merklichen Emission von Sekundärelektronen von der Wand der Trägerstrom an diese nicht mehr ambipolar sein und deshalb eine der Grundannahmen der Schottkyschen Diffusionstheorie nicht mehr zutreffen würde. Andererseits scheint es vorläufig kaum eine andere Möglichkeit zur Erklärung der gesamten experimentellen Befunde zu geben, so daß hier also ein befriedigend noch nicht gelöstes und wahrscheinlich prinzipiell wichtiges Problem vorliegen dürfte.

Faßt man zum Schluß den Inhalt des ganzen Berichtes zusammen, so wird man im großen und ganzen eine erfreuliche Vertiefung der Einsichten in den Mechanismus der Säule feststellen können. Man wird aber nun auch bestimmter als bisher die Aufgaben angeben können, deren Erledigung vor allem von Interesse ist; es sind dies weitere Messungen über die Elektronentemperaturen, die Beibringung quantitativer Angaben über den Wandstrom und weitere Aufklärung jeder Art über die Plasmaschwingungen.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Eine soeben erschienene Arbeit von Found und Langmuir (Phys. Rev. **39**, 237, 1932) konnte hier leider nicht mehr berücksichtigt werden.

1) B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen. S. 119.

Literatur.

1) E. Gehrcke, Hdb. d. Radiologie Bd. III, S. 3.
2) R. Küch u. T. Retschinsky, Ann. d. Phys. **20**, 563, 1906; **22**, 595, 852, 1907.
3) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **15**, 254, 1923; R. Seeliger, Physik. d. Gasentl. S. 198.
4) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **22**, 77, 1924; W. Schottky, Phys. Zeitschr. **25**, 635, 1924.
5) G. Zwiebler, Ann. d. Phys. **86**, 241, 1928.
6) E. Warburg, Wied. Ann. **54**, 265, 1895.
7) Ältere Literatur bei G. Mierdel, Hbd. d. Exp.-Phys. Bd. XIII. 3, S. 511 ff.
8) R. Seeliger u. H. Straehler, Physik. Zeitschr. **28**, 894, 1927; E. Lübcke, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 598, 1929.
9) W. Pupp, Zeitschr. f. Phys. **67**, 297, 1930.
10) A. v. Engel u. M. Steenbeck, Wiss. Veröfftl. d. Siemens Konzerns Bd. X, 2. S. 156 (mit vollstd. Literatur).
11) E. Gehrcke u. [illegible] Lau, Ann. d. Phys. **65**, 564, 1921; **67**, 388, 1922; L. S. Ornstein, Journ. Frankl. Inst. **208**, 589, 1929; Phys. Zeitschr. **32**, 517, 1931; W. de Groot, Zeitschr. f. Phys. **50**, 559, 1928; **55**, 52, 1929.
12) F. Skaupy, Hdb. d. Phys. Optik (Gehrcke). Bd. II. S. 907 ff; H. Krefft, M. Pirani u. R. Rompe, Abhandlg. d. Osram Konzerns. II, 24, 1931; M. Pirani, E.T.Z. **51**, 889, 1930; Zeitschr. f. angew. Chem. **44**, 395, 1931; vgl. auch R. Seeliger, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 438, 1930.
13) H. B. Dorgelo, Physica **5**, 90, 1925; H. Krefft, Phys. Zeitschr. **32**, 948, 1931; L. S. Ornstein u. H. E. Burger, Naturwissenschaften **15**, 670, 1927; Physica **8**, III, 1928. W. Elenbaas, Zeitschr. f. Phys. **72**, 715, 1931.
14) K. Sommermeyer, Ann. d. Phys. 1932.
15) J. Langmuir, Journ. Franklin Inst. 1923, 751.

(Eingegangen 26. Februar 1932.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen.

Von H. Schlichting.
(Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung in Göttingen.)

Mit Tafel II.

I. Einleitung.

Es soll im folgenden untersucht werden, welche Bewegungen in einer Flüssigkeit mit kleiner Reibung entstehen, wenn die Flüssigkeit oder der Körper in ihr eine periodische Bewegung mit kleiner Amplitude ausführen. Unter Beschränkung auf den zweidimensionalen Fall soll insbesondere diejenige Strömung berechnet werden, welche unter dem Einfluß der Reibung in der Nähe einer Wand auftritt, wenn die Potentialströmung außerhalb der Reibungsschicht eine periodische Funktion der Zeit ist. Es bildet sich dann eine periodische Grenzschichtströmung aus. Dieses Problem liegt z. B. vor bei einer stehenden Wellenbewegung in der Nähe einer Wand (stehende Wellenbewegung in seichtem Wasser oder stehende Schallwelle in der Nähe einer Wand). In diesem Falle ist die Potentialströmung eine periodische Funktion des Ortes und der Zeit (Fig. 1a und 1b). Eine periodische Grenzschichtströmung bildet sich auch in der Wandnähe aus, wenn die Flüssigkeit in großer Entfernung von der Wand in Ruhe ist und die Wand Schwingungen ausführt. Ein weiteres Beispiel für ein solches Problem ist die Oszillationsbewegung eines zylindrischen Körpers in der ruhenden Flüssigkeit.

Die hier zu verwendende Rechenmethode ist die von der Prandtlschen Grenzschichttheorie geläufige[1]), wie sie von Blasius[2]), Boltze[3]) u. a. durchgebildet wurde. Das Koordinatensystem wird so gewählt, daß die x-Koordinate längs der festen Wand gemessen wird und die y-Koordinate senkrecht dazu. $u = u(x, y, t)$ und $v = v(x, y, t)$ seien die als Funktionen des Ortes und der Zeit

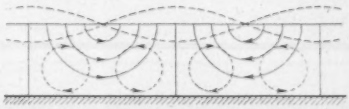


Fig. 1a. Stehende Wellenbewegung in seichtem Wasser.

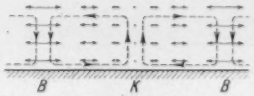


Fig. 1b. Stehende Longitudinalwelle in der Nähe einer Wand.

zu berechnenden Geschwindigkeitskomponenten in der Grenzschicht. Die als bekannt vorausgesetzte zeitlich periodische Potentialströmung $U(x, t)$ habe die zeitliche Kreisfrequenz ω und die örtlich veränderliche Amplitude $U_1(x)$, also

$$U(x, t) = U_1(x) \cos \omega t, \qquad (1)$$

1) L. Prandtl, Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. Verh. d. III. intern. Mathem. Kongresses, Heidelberg 1904, wieder abgedruckt in „Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Ärodynamik", Göttingen 1927.

2) H. Blasius, Diss. Göttingen 1907, oder Zeitschr. f. Math. u. Phys. **56**, 1, 1908.

3) E. Boltze, Diss. Göttingen 1908.

oder, wenn wir die komplexe Schreibweise verwenden,

$$U(x,t) = U_1(x)\, e^{i\omega t}. \tag{1a}$$

Die zu benutzenden Differentialgleichungen sind, auch bei gekrümmter Wand, in bekannter Weise:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ &\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \end{aligned}\right| \tag{2}$$

wobei ϱ die Dichte und ν die kinematische Zähigkeit bedeutet. Der Druck p wird der Grenzschicht durch die Potentialströmung aufgeprägt. Setzen wir also für das Druckgefälle den aus der Potentialströmung bekannten Wert ein, so lautet die erste Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial U}{\partial x} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \tag{2a}$$

Für den Fall, daß die örtliche Änderung der Potentialströmung $U\frac{\partial U}{\partial x}$ klein ist gegenüber der zeitlichen Änderung $\frac{\partial U}{\partial t}$, läßt sich in einfacher Weise eine erste Näherung für die Lösung dieser Differentialgleichung gewinnen, da die konvektiven Beschleunigungsglieder $u\frac{\partial u}{\partial x}$ und $v\frac{\partial u}{\partial y}$ als klein gegenüber $\frac{\partial u}{\partial t}$ vernachlässigt werden können. Die ganze Lösung erhält man dann durch sukzessive Näherungen, indem man nach Potenzen der Dimensionslosen $U\frac{\partial U}{\partial x} : \frac{\partial U}{\partial t}$ entwickelt. Bedeutet U_0 die maximale Geschwindigkeit der Potentialströmung, ω die zeitliche und α die örtliche Kreisfrequenz ($\lambda = \frac{2\pi}{\alpha}$ = Wellenlänge), so ist bis auf einen periodischen Faktor

$$U\frac{\partial U}{\partial x} : \frac{\partial U}{\partial t} \sim \frac{U_0 \alpha}{\omega},$$

oder, da $\frac{U_0}{\omega}$ gleich der Amplitude s der Potentialströmung ist, gilt

$$U\frac{\partial U}{\partial x} : \frac{\partial U}{\partial t} \sim 2\pi\frac{s}{\lambda}.$$

Man erkennt hieraus, daß man auf diese Weise eine Entwicklung der Lösung nach Potenzen von $\frac{s}{\lambda}$ erhält, und daß die ganze Rechnung nur Gültigkeit hat, falls die Amplitude s klein ist im Vergleich zur Wellenlänge λ. Wir setzen demnach für u und v Reihenentwicklungen an:

$$u = u_1 + u_2 + \cdots$$
$$v = v_1 + v_2 + \cdots,$$

deren Glieder durch sukzessive Näherungen berechnet werden. Die Differentialgleichung der ersten Näherung lautet nach dem eben Gesagten:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - \nu\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} = \frac{\partial U}{\partial t}. \tag{3}$$

Durch die Vernachlässigung der konvektiven Beschleunigungsglieder in der ersten Näherung wird das mathematische Problem insofern wesentlich vereinfacht, als die Differentialgleichung linear wird. Eine zweite Näherung wird dann in der Weise gerechnet, daß man die in der ersten Näherung vernachlässigten Trägheitsglieder $u_1\frac{\partial u_1}{\partial x}$ und $v_1\frac{\partial u_1}{\partial y}$ als bekannte äußere Kraft einführt und von dem eingeprägten Druck der Potentialströmung jetzt auch das Glied $U\frac{\partial U}{\partial x}$ berücksichtigt. Dieses Verfahren läßt sich prinzipiell beliebig oft wiederholen. Jedes Mal werden die vernachlässigten Trägheitsglieder in die nächsthöhere Näherung als eingeprägte Kraft eingeführt. Wegen des Aufwands an Rechnung dürfte es sich jedoch kaum lohnen, über die dritte Näherung hinauszugehen.

Wir wenden uns jetzt sogleich zur Berechnung der ersten Näherung.

II. Theorie der ersten Näherung.

Es erweist sich als zweckmäßig, anstatt y die dimensionslose Grenzschichtkoordinate $\frac{y}{\delta}$ einzuführen. Dabei ist δ ein Maß für die Grenzschichtdicke. Da offenbar die Grenzschichtdicke um so größer ist, je größer die kinematische Zähigkeit ν und je kleiner die Frequenz ω der Potentialströmung, hat man als einzigen aus Dimensionsgründen möglichen Ansatz $\delta = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}$ und damit als Grenzschichtkoordinate

$$\eta = y\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}. \tag{4}$$

Die Kontinuitätsgleichung wird integriert durch Einführung einer Stromfunktion, für welche wir den Ansatz machen:

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 + \cdots = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_1 \sum_1^\infty \chi_\lambda(\eta, t), \tag{5}$$

wobei die Abhängigkeit der χ_λ von der Zeit t im folgenden noch näher zu erörtern ist.

Für die erste Näherung schreiben wir:

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_1 \chi_1(\eta, t) = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_1 \zeta_1(\eta)\, e^{i\omega t}. \tag{6}$$

Bedeutet jetzt der Strich ($'$) die Differentiation

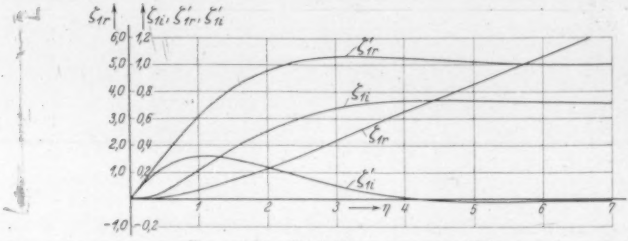


Fig. 2. Die Funktionen der ersten Näherung.

nach η, so ist

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= U_1 \zeta_1 e^{i\omega t} = U_1 (\zeta'_{1r} \cos\omega t - \zeta'_{1i} \sin\omega t) \\ v_1 &= -\int \frac{\partial U_1}{\partial x} \zeta_1 e^{i\omega t} \\ &= -\sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \frac{\partial U_1}{\partial x} (\zeta_{1r} \cos\omega t - \zeta_{1i} \sin\omega t); \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

wobei die Zeiger r und i den Real- bzw. Imaginärteil der betreffenden Größe bedeuten. Die Differentialgleichung (3) der ersten Näherung wird dann

$$i\zeta'_1 - \zeta'''_1 = i, \quad (8)$$

mit den Randbedingungen $u_1 = v_1 = 0$ für $y = 0$ und $u_1 = U$ für $y = \infty$, d. i. $\zeta'_1 = \zeta_1 = 0$ für $\eta = 0$ und $\zeta'_1 = 1$ für $\eta = \infty$. Da $\zeta'_1 = 1$ ein partikuläres Integral der inhomogenen Gleichung (8) ist, hat man unter Berücksichtigung der Randbedingungen als Lösung dieser Differentialgleichung:

$$\zeta'_1 = 1 - e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta}, \quad (9)$$

und hieraus durch Integration zwischen den Grenzen 0 und η:

$$\zeta_1 = -\frac{1-i}{\sqrt{2}} + \eta + \frac{1-i}{\sqrt{2}} e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta}. \quad (10)$$

Für die numerische Berechnung der ersten Näherung und für die Aufstellung der Differentialgleichung der zweiten Näherung gebraucht man Real- und Imaginärteil von ζ_1 und ζ'_1; diese sind:

$$\left.\begin{aligned} \zeta_{1r} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} + \eta + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \left(\cos\frac{\eta}{\sqrt{2}} - \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}}\right) \\ \zeta_{1i} &= \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \left(\cos\frac{\eta}{\sqrt{2}} + \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}}\right) \\ \zeta'_{1r} &= 1 - e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \cos\frac{\eta}{\sqrt{2}} \\ \zeta'_{1i} &= e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}}. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Ein graphisches Bild von ζ_{1r}, ζ_{1i}, ζ'_{1r}, ζ'_{1i} findet man in Fig. 2. Der zeitliche Verlauf der Strömung in der Grenzschicht kann jetzt nach Gl. (7) leicht erhalten werden. In Fig. 3 ist der zeitliche Verlauf der u_1-Komponente für eine halbe Periode gezeichnet. Es ergibt sich, daß an bestimmten Stellen in der Grenzschicht zu gewissen Zeiten die Geschwindigkeit sogar größer ist als die maximale Geschwindigkeit der Potentialströmung Diese wird im Maximum um 7 Proz. übertroffen. Die erste Näherung der periodischen Grenzschichtströmung ist schon lange bekannt und findet sich z. B. bei Lamb[1]), mußte aber für die anschließende Berechnung der zweiten Näherung kurz wiedergegeben werden.

III. Theorie der zweiten Näherung.

Es kommt uns jetzt wesentlich darauf an, die zweite Näherung auszurechnen, bei der ein eigentümlicher, zunächst ganz unerwarteter Effekt zutage treten wird. Die Differentialgleichung der zweiten Näherung lautet:

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 u_2}{\partial y_2} = U \frac{\partial U}{\partial x} - u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} - v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y}. \quad (12)$$

Wir berechnen zunächst die bekannte eingeprägte Kraft auf der rechten Seite dieser Gleichung. Bei der Bildung der quadratischen Glieder $U\frac{\partial U}{\partial x}$, $u_1\frac{\partial u_1}{\partial x}$, $v_1\frac{\partial u_1}{\partial y}$ muß man die komplexe Schreibweise verlassen, die nur bei linearen Operationen zulässig ist. Aus (1) erhält man

$$U\frac{\partial U}{\partial x} = U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} \cos^2\omega t = \frac{1}{2} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} (1 + \cos 2\omega t)$$

1) H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik. 2. Aufl. Leipzig 1931, S. 702 ff.

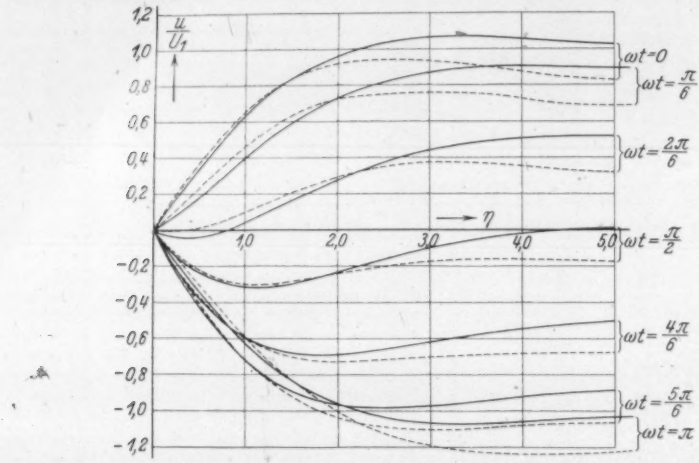


Fig. 3. Der zeitliche Verlauf der Grenzschichtströmung nach der I. und nach der (I + II). Näherung für $\frac{1}{\omega}\frac{\partial U_1}{\partial x} = \frac{1}{4}$ I. Näherung: — (I + II). Näherung: - - -.

und aus (7):

$$u_1\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{1}{2}U_1\frac{\partial U_1}{\partial x}\left\{(\zeta'^2_{1r}+\zeta'^2_{1i}) + (\zeta'^2_{1r}-\zeta'^2_{1i})\cos 2\omega t - 2\zeta'_{1r}\zeta'_{2i}\sin 2\omega t\right\}$$
$$= \frac{1}{2}U_1\frac{\partial U_1}{\partial x}\left\{(\zeta'^2_{1r}+\zeta'^2_{1i}) + (\zeta'^2_{1r}-\zeta'^2_{1i})\,e^{2i\omega t} + 2i\zeta'_{1r}\zeta'_{1i}e^{2i\omega t}\right\}$$

und einen ähnlichen Ausdruck für $v_1\frac{\partial u_1}{\partial y}$.

Der Differentialgleichung (12) können wir genügen, indem wir für die Stromfunktion ψ_2 im Ansatz (5) setzen:

$$\psi_2 = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}U_1\chi_2(\eta,t) = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}U_1\frac{\partial U_1}{\partial x}\frac{1}{\omega}\{\zeta_{2a}(\eta)\,e^{2i\omega t} + \zeta_{2b}(\eta)\}. \tag{13}$$

Die zweite Näherung enthält also einen periodischen (p) und einen stationären (st) Anteil[1]):

$$u_2 = u_{2p} + u_{2st} = \frac{1}{\omega}U_1\frac{\partial U_1}{\partial x}\{\zeta'_{2a}e^{2i\omega t} + \zeta'_{2b}\}$$
$$v_2 = v_{2p} + v_{2st} = -\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\frac{1}{\omega}\left\{U_1\frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial U_1}{\partial x}\right)^2\right\}\{\zeta_{2a}e^{2i\omega t} + \zeta_{2b}\}. \tag{14}$$

Die Differentialgleichung (13) zerfällt in eine solche für ζ_{2a} und in eine für ζ_{2b}, welche, wenn man die rechten Seiten wieder komplex schreibt, lauten:

$$2i\zeta'_{2a} - \zeta'''_{2a} = \tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{2}\zeta'^2_1 + \tfrac{1}{2}\zeta_1\zeta''_1 \tag{15}$$

und

$$-\zeta'''_{2b} = \tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{2}\zeta'_1\overline{\zeta'_1} + \tfrac{1}{4}(\zeta_1\overline{\zeta''_1} + \overline{\zeta_1}\zeta''_1), \tag{16}$$

wobei die überstrichenen Größen die konjugiert komplexen Werte bedeuten. Setzt man in (15) für ζ_1, ζ'_1, ζ''_1 die aus der ersten Näherung bekannten Ausdrücke nach Gl. (9) und (10) ein, so erhält man als allgemeines Integral dieser Differentialgleichung:

$$\zeta'_{2a} = A_1 e^{-(1+i)\eta} + B_1 e^{(1+i)\eta} + \frac{i}{2}e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta} - \frac{i-1}{2\sqrt{2}}\eta e^{-\frac{1}{\sqrt{2}}\eta}$$

mit A_1 und B_1 als Integrationskonstante. Aus den Randbedingungen $u_{2p} = 0$ für $\eta = 0$ und $\eta = \infty$ ergeben sich für A_1 und B_1 die Werte: $A_1 = -\frac{i}{2}$; $B_1 = 0$. Damit hat man für den

1) Die erste Näherung hat die gleiche Frequenz ω wie die Potentialströmung, die zweite Näherung liefert ein Glied mit der doppelten Kreisfrequenz 2ω, die dritte Näherung analog Glieder mit 3ω usf. Durch die sukzessiven Näherungen erhält man also eine Fourierentwicklung für die Geschwindigkeitskomponenten in der Grenzschicht.

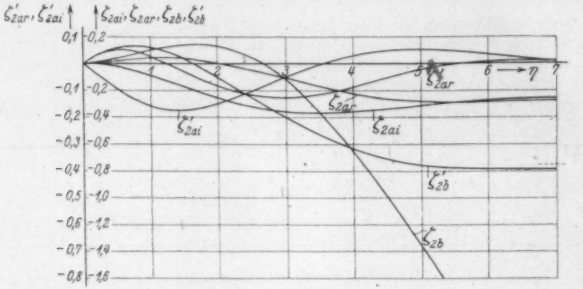


Fig. 4. Die Funktionen der zweiten Näherung.

zeitlich periodischen Anteil der zweiten Näherung die Lösung

$$\zeta'_{2a} = -\frac{i}{2} e^{-(1+i)\eta} + \frac{i}{2} e^{-\frac{1-i}{\sqrt{2}}\eta} - \frac{i-1}{2\sqrt{2}} \eta\, e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta}, \tag{17a}$$

und durch Integration zwischen den Grenzen o und η:

$$\zeta_{2a} = \frac{1+i}{4} e^{-(1+i)\eta} + \frac{i}{2}\eta\, e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta} - \frac{1+i}{4}. \tag{17b}$$

Aus der Differentialgleichung (16) für den stationären Anteil der zweiten Näherung erhält man nach Einführung der aus der ersten Näherung nach Gl. (9) und (10) bekannten Größen durch Integration:

$$\left.\begin{aligned} \zeta'_{2b} &= \frac{1}{4} e^{-\sqrt{2}\eta} + 2\, e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2} e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \cos\frac{\eta}{\sqrt{2}} - \frac{\eta}{2\sqrt{2}} e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}}\left(\cos\frac{\eta}{\sqrt{2}} - \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}}\right) + c_1\eta + c_2 \\ \zeta_{2b} &= -\frac{1}{4\sqrt{2}} e^{-\sqrt{2}\eta} - \frac{3}{\sqrt{2}} e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \cos\frac{\eta}{\sqrt{2}} - \sqrt{2}\, e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}} - \frac{\eta}{2} e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} \sin\frac{\eta}{\sqrt{2}} + \frac{c_1}{2}\eta^2 + c_2\eta + c_3 \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Die Integrationskonstanten c_1, c_2, c_3 bestimmen sich folgendermaßen: Aus $u_{2st} = v_{2st} = 0$ für $y = 0$, d. i. $\zeta'_{2b} = \zeta_{2b} = 0$ für $\eta = 0$ folgt:

$$c_2 = -\frac{3}{4}, \qquad c_3 = \frac{13}{4\sqrt{2}}; \tag{19a}$$

und, damit in großem Abstand von der Wand ($\eta = \infty$) u_{2st} endlich bleibt, muß sein

$$c_1 = 0. \tag{19b}$$

Ein graphisches Bild von ζ_{2ar}, ζ_{2ai}; ζ'_{2ar}, ζ'_{2ai}; ζ_{2a}, ζ_{2b} findet man in Fig. 4. Der zeitliche Verlauf der Strömung in der Grenzschicht unter Berücksichtigung der zweiten Näherung ist für den Wert der Dimensionslosen $\frac{1}{\omega}\frac{\partial U_1}{\partial x} = \frac{1}{4}$ in Fig. 3 gezeichnet.

Das bemerkenswerteste Ergebnis der zweiten Näherung ist, daß die u-Komponente des stationären Anteils der zweiten Näherung (u_{2st}) im Unendlichen nicht verschwindet. Durch die Bestimmung der Integrationskonstanten läßt sich erreichen, daß im Unendlichen u_{2st} endlich bleibt, jedoch hat es dort einen von Null verschiedenen Wert, der sich aus Gl. (18) wegen (19a) und (19b) zu

$$u_{2st\,\infty} = -\frac{3}{4}\frac{1}{\omega} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} \tag{20}$$

ergibt. Man hat also das Resultat, daß die zeitlich periodische Potentialströmung infolge der Reibungswirkung auch in großer Entfernung von der Wand eine stationäre Zusatzströmung erzeugt, deren Betrag nach Gl. (20) von dem Wert der Zähigkeitskonstanten unabhängig ist. Diese Strömung ist, abgesehen von einer sehr dünnen wandnahen Schicht, so gerichtet, daß die Flüssigkeit in Richtung abnehmender Amplitude der wandparallelen Komponente der Potentialströmung fließt. Bei einer stehenden Welle in seichtem Wasser (Fig. 1a) hat die zur Wand parallele Komponente der Potentialströmung ihre maximale Amplitude in den Schwingungsknoten der Welle, bei einer stehenden Longitudionalwelle jedoch liegen diese Maxima in den Schwingungsbäuchen. Bei der stehenden Wasserwelle in der Nähe der Wand hat demnach die zusätzliche stationäre Strömung die Richtung von den Knoten zu den Bäuchen, bei der stehenden Longitudionalwelle dagegen von den Bäuchen zu den Knoten. In großer Entfernung von der Wand ist natürlich aus Kontinuitätsgründen die Strömungsrichtung entgegengesetzt.

Wenn dieser Effekt reell ist, so muß er sich experimentell bestätigen lassen. Eine ebene

periodische Grenzschichtströmung kann man experimentell leicht herstellen, indem man einen zylindrischen Körper in der ruhenden Flüssigkeit mit der Achse senkrecht zur Bewegungsrichtung Oszillationen ausführen läßt. Rechnen wir bei einem Kreiszylinder vom Radius r_1 die x-Koordinate von einem Staupunkt aus längs der Peripherie, so hat man bei Translationsströmung mit der Geschwindigkeit U_0 im Unendlichen als Potentialströmung an der Zylinderoberfläche: $U_1 = 2U_0 \sin\frac{x}{r_1} = 2U_0 \sin\varphi$; und wenn der Zylinder in der ruhenden Flüssigkeit harmonische Schwingungen mit der Kreisfrequenz ω ausführt, so hat man, wenn der Zylinder mit der Geschwindigkeit U_0 durch die Ruhelage geht, für die Potentialströmung

$$U = 2U_0 \sin\frac{x}{r_1} \cdot \cos\omega t = U_1 \cos\omega t\,. \quad (21)$$

Bedeutet s die Amplitude der Oszillationen (Fig. 5), so gilt $s = \frac{U_0}{\omega}$. Für die Stromfunktion des stationären Anteils der zweiten Näherung hat man nach Gl. (13) allgemein

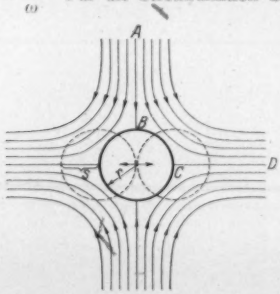


Fig. 5. Oszillierender Zylinder (schematisch).

$$\psi_{2\,st} = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} \frac{1}{\omega} \zeta_{2b}\,,$$

und speziell für die Oszillationen eines Kreiszylinders nach (21):

$$\psi_{2\,st} = 2\sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \frac{s}{r_1} U_0 \sin 2\frac{x}{r_1} \cdot \zeta_{2b} \quad (22)$$

und

$$u_{2\,st} = 2\frac{s}{r_1} U_0 \sin 2\frac{x}{r_1} \zeta'_{2b} = -\frac{3}{2}\frac{s}{r_1} U_0 \sin 2\varphi\,.$$

Nach dieser Gleichung ist in Fig. 6 für die Oszillationen eines Kreiszylinders das Stromlinienbild der zusätzlichen stationären Strömung quantitativ gezeichnet worden. Diese Strömung ist so gerichtet, daß senkrecht zu der Oszillationsrichtung die Flüssigkeit angesogen wird und in der Richtung der Oszillationen die Flüssigkeit vom Zylinder fortströmt. Aus diesem Stromlinienbild entnimmt man noch, daß die zusätzliche stationäre Strömung in der Grenzschicht in unmittelbarer Nähe des Körpers einen Wirbel besitzt. In

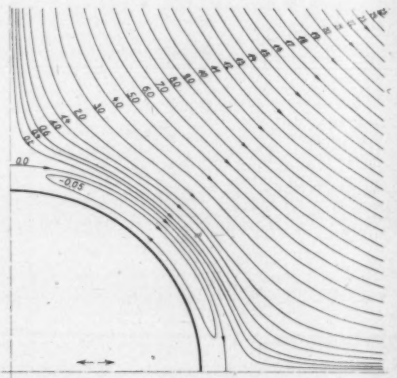


Fig. 6. Stromlinienbild der stationären Strömung in der Umgebung eines oszillierenden Zylinders (mit Grenzschichtvernachlässigung).

Körpernähe strömt die Flüssigkeit in entgegengesetzter Richtung wie in einiger Entfernung. Die singuläre Stromlinie, welche den Wirbel von der übrigen Strömung trennt, hat die Gleichung $\eta = 2{,}66$.

Die bisherigen Betrachtungen führen also zu dem Resultat, daß durch die periodischen Vorgänge in der dünnen Reibungsschicht am Körper die übrige Flüssigkeit einen Antrieb erfährt und in eine — im allgemeinen — langsame stationäre Bewegung versetzt wird. Da unseren Rechnungen die Prandtlschen Grenzschichtgleichungen zugrunde liegen, ist das Resultat noch mit den üblichen Grenzschichtvernachlässigungen behaftet, d. i. Vernachlässigung der Wandkrümmung und der Trägheit in der Richtung senkrecht zur Wand. Unser Stromlinienbild Fig. 6 gibt nur in Wandnähe die Verhältnisse richtig wieder. Ein vollständiges Bild dieser Strömung erhalten wir durch Integration der Navier-Stokesschen Differentialgleichungen mit den Randbedingungen: Normalkomponente $v_r = 0$ an den begrenzenden Wänden, Tangentialkomponente $v_\varphi = u_{2\,t\infty}$ am Zylinder und $v_\varphi = 0$ an den übrigen begrenzenden Wänden, falls solche vorhanden (r, φ Polarkoordinaten). Da die Geschwindigkeit der stationären Zusatzbewegung sehr klein ist, kann man für eine an-

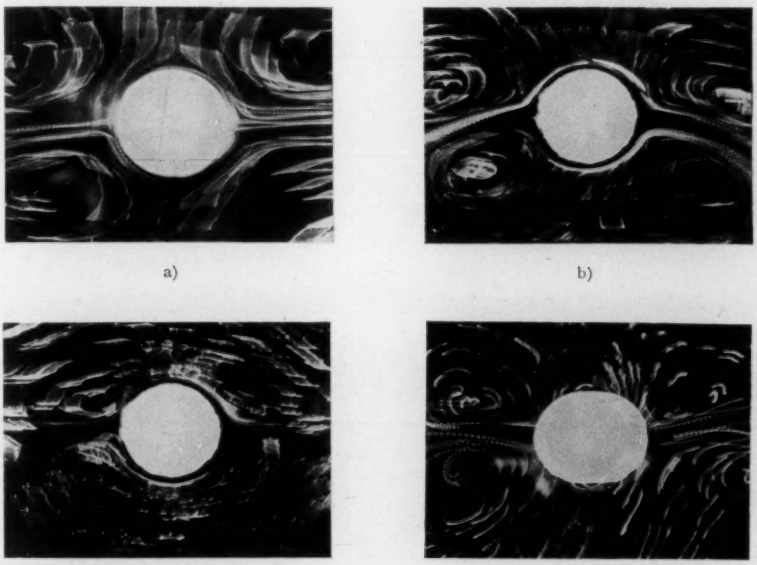


Fig. 8a, b, c, d. Photographische Aufnahmen der Strömung in der Umgebung eines oszillierenden Kreiszylinders bei mitbewegter und bei ruhender Kamera (in Wasser).

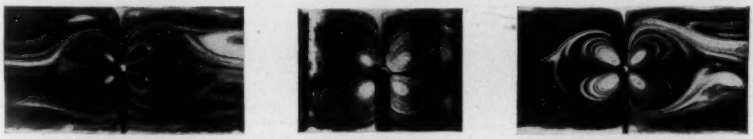


Fig. 9. Rauchaufnahmen der Strömung in der Umgebung eines oszillierenden Kreiszylinders (nach Andrade).

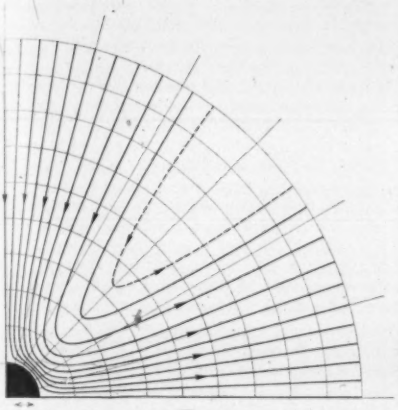


Fig. 7a.

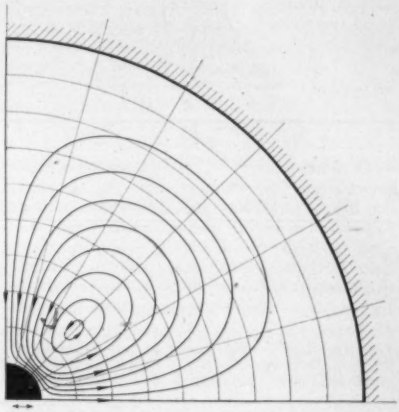


Fig. 7b.

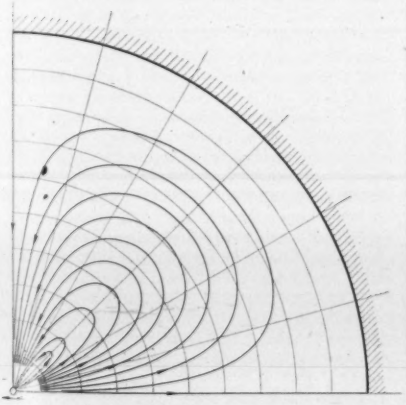


Fig. 7c.

Fig. 7: Stromlinienbilder der stationären Strömung in der Umgebung eines oszillierenden Kreiszylinders (Radius r_1), a) in der unendlichen Flüssigkeit, b) in einem Gefäß vom Radius $R\left(\frac{r_1}{R}=0{,}1\right)$, c) „sehr kleiner" Zylinder im Gefäß. Grenzfall: $r_1 \to 0$.

genäherte Berechnung dieser Strömung nach dem Verfahren von Stokes[1]) in den vollständigen Differentialgleichungen sämtliche Trägheitsglieder vernachlässigen. Bedeutet $\Psi(r, \varphi)$ die Stromfunktion der stationären Zusatzströmung, so erhält man nach Elimination des Druckes für Ψ die Differentialgleichung

$$\Delta\Delta\Psi = 0, \tag{23}$$

wo Δ den Laplaceschen Operator bedeutet[1]).

Die Randbedingungen sind:

$$\text{I).} \qquad -\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial\varphi} = v_r = 0$$

an den begrenzenden Wänden

$$\text{II).} \qquad \frac{\partial\Psi}{\partial r} = v_\varphi = A\sin 2\varphi$$

für $r = r_1$

und

$$v_\varphi = 0$$

an den übrigen evtl. vorhandenen begrenzenden Wänden. Dabei bedeutet A eine Konstante, die nach unseren Rechnungen für den Fall des Kreiszylinders nach Gl. (22) den Wert hat

$$A = -\frac{3}{2}\frac{s}{r_1}U_0 = -\frac{3}{2}\frac{s^2\omega}{r_1}.$$

Wir haben die Lösung dieses Randwertproblems für drei Fälle hergestellt:

I. Für den oszillierenden Zylinder mit dem Radius r_1 in der unendlich ausgedehnten Flüssigkeit;

II. Für den oszillierenden Zylinder, der sich in der Mitte eines großen zylindrischen Gefäßes vom Radius R befindet, für $\frac{r_1}{R} = 0{,}1$.

1) G. G. Stokes, Trans. Cambr. Phil. Soc. **8**, 18[illegible], Math. and Phys. Papers **8**, **75**.

1) $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ oder in Polarkoordinaten $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}$.

III. Für einen „sehr kleinen" Zylinder in einem zylindrischen Gefäß vom Radius R; Grenzfall von II: $r_1 \to 0$.

Die Stromfunktion hat in allen drei Fällen die Gestalt

$$\Psi = A\left|\frac{C_1}{r^2} + C_2 + C_3 r^2 + C_4 r^4\right| \sin 2\varphi, \quad (24)$$

wo die Konstanten $C_1, \ldots, C_4$ aus den Randbedingungen zu bestimmen sind. Im Fall III ist der Punkt $r = 0$ ein singulärer Punkt und die Konstante A muß so gewählt werden, daß $A \cdot r_1$ einen endlichen von Null verschiedenen Wert hat. Die Stromlinienbilder jeweils für einen Quadranten findet man für die drei Fälle in Fig. 7a, b, c. Diese Stromlinienbilder sind also die Ergänzung zu Fig. 6 für große Abstände vom Zylinder. Die Stromlinien sind in allen drei Fällen symmetrisch zur Geraden $\varphi = \frac{\pi}{4}$, im Fall I verlaufen sie ins Unendliche, während sie im Fall II und III geschlossen sind. Die Vernachlässigung der Trägheitsglieder in den Differentialgleichungen ist nur dann erlaubt, falls die Dimensionslose $K = \frac{A r_1}{\nu} = -\frac{3}{2}\frac{s^2\omega}{\nu}$ klein ist (von der Größenordnung 1). Um zu sehen, wie die Strömung durch die Trägheit modifiziert wird, wurden höhere Näherungen gerechnet. Es zeigt sich, daß unter Berücksichtigung der Trägheit die Symmetrie des Stromlinienbildes zur Geraden $\varphi = \frac{\pi}{4}$ verloren geht. Eine Abschätzung der zweiten Näherung ergibt, daß im Falle II der Vorzeichenwechsel der Normalkomponente v_r dann auf der Geraden $\varphi = \frac{\pi}{4} + \frac{K}{48}$ stattfindet. ($K < 0$!)

IV. Vergleich mit dem Experiment.

Bei den Experimenten, die zur Nachprüfung dieser Theorie in einem mit Wasser gefüllten Tank von 55 cm Breite, 340 cm Länge und 44 cm Tiefe ausgeführt wurden, wurde ein Kreiszylinder mit dem Radius $r_1 = 4$ cm verwendet, der mit einer Kreisfrequenz von $\omega = 3{,}1\ \mathrm{sec}^{-1}$ Schwingungen ausführte (Schwingungszeit $T = \frac{2\pi}{\omega} \approx 2$ sec). Die Amplitude von $s = 0{,}9$ cm war klein genug, um keine Wirbelablösung auftreten zu lassen. Um das Stromlinienbild sichtbar zu machen, wurden Staniolteilchen auf die Wasseroberfläche gestreut. Es wurden photographische Aufnahmen mit ruhender und mit mitbewegter Kamera gemacht. Um ein einzelnes Teilchen auf seiner Bahn verfolgen zu können, war eine Belichtungszeit von etwa $^1/_2$ bis 1 Minute erforderlich. Ein Teilchen, das sich etwa am Orte A (s. Fig. 5) befindet, ergibt bei mitbewegter Kamera während einer Oszillation des Zylinders auf der Platte einen Strich der Länge $2s$. Gleichzeitig bewegt es sich aber ein wenig auf den Zylinder zu, so daß der von der nächsten Oszillation herrührende Strich ein wenig näher am Zylinder liegt. Während vieler Oszillationen ergeben sich so die Bahnlinien der Teilchen, wie sie auf den in Fig. 8a, b, c, d wiedergegebenen photographischen Aufnahmen zu sehen sind. Ein Teilchen, daß sich ursprünglich in A befindet, bewegt sich zunächst langsam auf den Zylinder zu, bei Annäherung an den Zylinder wächst die Geschwindigkeit. Verhältnismäßig schnell wird die Strecke BC längs der Viertelperipherie des Zylinders zurückgelegt, und mit kleiner werdender Geschwindigkeit entfernt es sich dann in Richtung D vom Zylinder. In Fig. 8d findet man eine Aufnahme bei ruhender Kamera.

Durch die Reibungswirkung in der Grenzschicht wird allmählich die ganze äußere Flüssigkeit in Bewegung versetzt. Nach Beginn der Oszillationen des Zylinders dauert es jedoch eine gewisse Zeit, bis diese Bewegung zu den weiter entfernten Teilchen vorgedrungen ist. In Fig. 8c geben die hellen Punkte die Ruhelage der Teilchen. Nach Ingangsetzung des Zylinders bleiben die Teilchen zunächst noch während mehrerer Schwingungen am Platze (die von den einzelnen Oszillationen herrührenden Striche überdecken sich); erst später beginnen sie allmählich ihre Bewegung auf den nach der Theorie sich ergebenden Stromlinien.

Wie man aus dem in Fig. 4 dargestellten Ergebnis der ersten Näherung erkennt, reicht die eigentliche Grenzschicht etwa bis zum Abstand $\eta = 4$ vom Körper. Bei unseren Versuchen, wo $\nu = 0{,}0117\ \mathrm{cm^2/sec}$, hat also die Grenzschicht die Dicke

$$y_\delta = \eta\sqrt{\frac{\nu}{\omega}} = 4\sqrt{\frac{0{,}0117}{3{,}1}}\ \mathrm{cm} = 0{,}25\ \mathrm{cm},$$

und das Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Zylinderradius ist also $\frac{y_\delta}{r_1} = 0{,}06$. Der oben erwähnte Wirbel in der stationären Grenzschichtströmung erstreckt sich nur bis zum Körperabstand $\eta = 2{,}66$. Die Schicht, innerhalb der dieser Wirbel liegt, hat also bei unseren Versuchen die Breite

$$y^* = 2{,}66\sqrt{\frac{\nu}{\omega}} = 0{,}16\ \mathrm{cm}$$

oder

$$\frac{y^*}{r_1} = 0{,}04.$$

Diese Schicht ist also so schmal, daß der Wirbel auf den Aufnahmen in Fig. 8 nicht erkannt werden kann.

Experimente über die Strömung in der Umgebung eines oszillierenden Zylinders hat in allerjüngster Zeit auch Andrade[1]) gemacht. Er wählte eine Versuchsanordnung, bei der die Luft in einem Glasrohr von etwa 1 m Länge und 3,7 cm Durchmesser in stehende Schwingungen versetzt wird. Die Strömungsbilder wurden durch Zigarettenrauch sichtbar gemacht. Bringt man einen Zylinder in einen Schwingungsbauch dieser stehenden Wellenbewegung, so herrscht in der Umgebung des Zylinders eine periodisch hin- und hergehende Strömung, und infolgedessen bildet sich eine zusätzliche stationäre Strömung von der oben beschriebenen Art aus. In Fig. 9 sind zwei der photographischen Aufnahmen von Andrade wiedergegeben. Die Dimensionslose $\frac{A v_1}{\nu} = -\frac{3}{2}\frac{s^2\omega}{\nu}$ ist bei Andrade von der Größenordnung 0,1, während sie bei uns wegen der kleineren kinematischen Zähigkeit des Wassers und wegen des größeren Zylinderradius den Wert 215 hat. Qualitativ ist jedoch in beiden Fällen die Strömungserscheinung die gleiche. In beiden Fällen bewirken die Gefäßbegrenzungen, daß die Stromlinien geschlossen sind. Bei den Versuchen von Andrade war der Zylinderradius sehr klein im Vergleich zu den Gefäßabmessungen, so daß man seine Aufnahmen mit unserem theoretischen Stromlinienbild Fig. 7c zu vergleichen hat. Bei unseren Experimenten war der Zylinderradius etwa 1/10 der Kanalbreite, so daß für den Vergleich mit der Theorie das theoretische Stromlinienbild Fig. 7b heranzuziehen ist. In beiden Fällen ist die Übereinstimmung von Theorie und Experiment recht befriedigend.

Der äußerst merkwürdig erscheinende und zuerst auf theoretischem Wege gefundene Effekt, daß eine zeitlich periodische Potentialströmung durch Reibungswirkungen auch außerhalb der eigentlichen Reibungsschicht eine zusätzliche stationäre Strömung erzeugt, wird also experimentell gut bestätigt.

Durch die hier gefundene Strömung lassen sich einige in der Akustik z. B. bei den Kundtschen Staubfiguren beobachtete Erscheinungen erklären. Dvorak[2]) stellte fest, daß bei den Kundtschen Staubfiguren an der Rohrwand die Luft von den Bäuchen zu den Knoten, im Innern doch von den Knoten zu den Bäuchen strömt. Ist dies also gerade die Strömung, wie sie von uns oben für eine stehende Longitudionalwelle angegeben wurde (Fig. 1b). Hiermit wird dann verständlich, daß für das Zustandekommen der Kundtschen Staubfiguren die Staubmenge von großem Einfluß ist: Ist viel Staub vorhanden, so wirbelt dieser bei der Erregung der Schwingung stark auf, und die Hauptmasse gelangt in den Bereich des inneren Stromes, so daß es nicht gelingt, den Staub von den Bäuchen fortzubringen. Ist jedoch nur wenig Staub vorhanden, so überwiegt die Wirkung des Wandstromes und die Bäuche werden bald staubfrei. Eine Erklärung der Kundtschen Staubfiguren hat schon früher König[1]) auf Grund der Theorie der reibungslosen Flüssigkeit gegeben. Doch läßt sich gegen seine Überlegungen einwenden, daß bei den Kundtschen Staubfiguren die mit dem Durchmesser der Staubteilchen gebildete Reynoldssche Zahl so klein ist, daß der Einfluß der Zähigkeit ganz wesentlich ist[2]).

V. Zusammenfassung.

Auf Grund der Prandtlschen Grenzschichttheorie wird die ebene Grenzschichtströmung in der Nähe einer Wand berechnet für den Fall, daß die Potentialströmung $U(x, t)$ eine periodische Funktion der Zeit t ist ($U(x, t) = U_1(x) \cos \omega t$. ($x$-Koordinate gemessen längs der Wand.) Die Integration der Differentialgleichung gelingt durch sukzessive Näherungen. Die erste Näherung gibt eine gegenüber der Potentialströmung phasenversetzte, reinperiodische Grenzschichtströmung mit der gleichen Frequenz wie die Potentialströmung. Die zweite Näherung besteht aus einem mit 2ω periodischen Anteil und einem stationären Anteil, der auch in großem Wandabstand von Null verschieden ist. Diese zusätzliche stationäre Strömung ist von dem Wert der Zähigkeitskonstanten unabhängig, und der asymptotische Wert seiner x-Komponente für großen Wandabstand ist gegeben durch die Gleichung

$$u_{2\,st\infty} = -\frac{3}{4}\frac{1}{\omega} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x}.$$

Dieser Effekt, daß also eine periodische Potentialströmung durch Reibungswirkung eine stationäre Zusatzströmung erzeugt, wurde experimentell bestätigt für den Fall eines in ruhendem Wasser mit kleinen Frequenzen und kleiner Amplitude oszillierenden Kreiszylinders. Mit Hilfe dieser Erscheinung kann eine Erklärung der Kundtschen Staubfiguren gegeben werden.

Herrn Prof. Dr. L. Prandtl gebührt für die Anregung zu dieser Arbeit und für vielfachen Rat bei ihrer Abfassung mein verbindlichster Dank.

1) Andrade, Proc. Roy. Soc. A. Vol. 134, 445. (z. 1931.)

2) V. Dvorak, Pogg. Ann. d. Phys. u. Chemie 7, 61, 1876.

1) W. König, Wied. Ann. d. Phys. u. Chemie **278**, 549, 1891.

2) Nach Fertigstellung des Manuskriptes wurde mir eine Arbeit von Lord Rayleigh (Phil. Trans. 175, 1883) bekannt, in der sich schon ein Teil der Ergebnisse dieser Arbeit findet.

Göttingen, 22. Dezember 1931.

(Eingegangen 29. Januar 1932.)

Strukturuntersuchung des Kupferoxydul-Gleichrichters.

(Ein Beitrag zum Kristall- und Sperrschicht-Photoeffekt.)

Von K. Scharf und O. Weinbaum.

Mit Tafel III und IV.

Der Kupferoxydul-Gleichrichter hat in letzter Zeit besonders auch wegen seiner Verwendbarkeit als sog. Sperrschicht-Photozelle erhöhtes physikalisches Interesse gefunden. Die Herstellung einer Cu_2O-Gleichrichterplatte geschieht grundsätzlich in der Weise, daß eine etwa 1 mm dicke Kupferplatte an der Luft bei einer Temperatur von etwas über 1000° geglüht, dann abgeschreckt und noch meistens viele Stunden hindurch auf einer Temperatur von einigen hundert Graden gehalten wird. Besonders diese thermische Nachbehandlung soll die Gleichrichterwirkung wesentlich verbessern. Bei hoher Temperatur oxydiert das Kupfer in der Sauerstoffatmosphäre, es bildet sich auf dem Kupfer ein Überzug aus Kupferoxydul, dessen Oberfläche mit einer dünnen Schicht der sauerstoffreicheren Verbindung, dem Kuprioxyd (CuO), bedeckt ist. Man erhält also auf diese Weise eine Metall-Halbleiter-Kombination, wie sie in Fig. 1a gezeichnet ist, welche eine unipolare Leitfähigkeit besitzt. Der Strom findet einen größeren Widerstand, wenn der positive Pol der Spannungsquelle am Mutterkupfer liegt, wenn also die Elektronen vom Cu_2O zum Mutterkupfer übertreten müssen. Die eine Elektrode des Gleichrichters ist das Mutterkupfer, die andere Elektrode wird je nach dem Verfahren in verschiedener Weise hergestellt, indem man das CuO, das wegen seines großen Widerstandes auch unerwünscht ist, ganz oder zum Teil zu Kupfer reduziert oder aber eine dünne Cu-Schicht auf die Oxydschicht aufstäubt oder aufelektrolysiert.

Nach Untersuchungen von W. Schottky und W. Deutschmann[1]) ist die Gleichrichterwirkung des Cu_2O-Gleichrichters durch das Vorhandensein einer unipolar leitenden Grenzschicht, der sog. „Sperrschicht" an der Grenze Mutterkupfer-Oxydul bedingt. Da die ganze Metall-Halbleiter-Kombination unipolar leitend ist, kann der Grenzschicht am Oxyd keine oder nur eine geringere Sperrwirkung zukommen. Eine Erklärung für das verschiedene Verhalten der beiden Grenzschichten vermuten Schottky, Störmer und Waibel[2]) auf Grund eingehender Untersuchungen in einer verschiedenen Struktur der beiden Kontakte.

1) W. Schottky und W. Deutschmann, Physik. Zeitschr. **30**, 839, 1929.

2) W. Schottky, R. Störmer und F. Waibel, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **37**, 162, 1931.

Wird eine Cu_2O-Gleichrichterplatte durch die dünne Kupferelektrode (Gegenelektrode) hindurch belichtet, so fließt im geschlossenen Stromkreis, in welchem keine Spannungsquelle vorhanden ist, ein Strom. Nach Schottky[1]) kann man das Zustandekommen dieses Photostromes in der Weise erklären, daß einige von den im Oxydul durch das Licht ausgelösten Elektronen über die Grenzschicht in der Sperrrichtung zum Mutterkupfer übertreten und dann

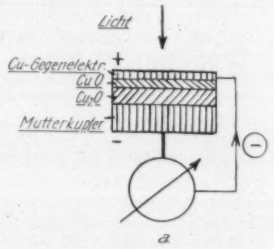


Fig. 1a. Cu_2O-Gleichrichter-Platte (Hinterwand-Sperrschicht-Photozelle).

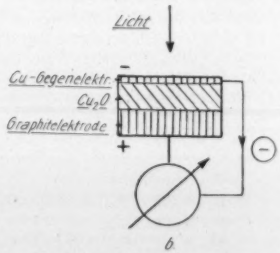


Fig. 1b. Vorderwand-Sperrschicht-Photozelle.

zum Teil über den äußeren Stromkreis, zum Teil wieder durch die Grenzschicht zum Cu_2O zurückfließen, wie es in Fig. 1a durch Pfeile angedeutet ist. Auch bei unendlich großem äußeren Widerstand beobachtet man bei Belichtung an der Sperrschicht-Photozelle eine Leerlaufspannung, die nach Schottky in der Weise zu erklären ist, daß der von der Elektroneneinströmung ins Mutterkupfer an der Grenzschicht hervorgerufene Spannungsabfall infolge der unipolaren Leitfähigkeit der Grenzschicht größer ist als der Spannungsabfall des Elektronenrückstromes.

Verlegt man die Sperrschicht, die gewissermaßen als Entstehungsort der Photo-EMK zu betrachten ist, an die der Lichtquelle zugewandte

1) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **31**, 913, 1930.

Oxyduloberfläche (Vorderwand), so müßte der Sperrschicht-Photostrom seine Richtung umkehren, d. h. die Elektronen müßten im Cu_2O entgegen der Lichtrichtung wandern, da die Elektronen an der Sperrschicht immer vom Oxydul zum Kupfer übertreten. E. Duhme und W. Schottky[1]) konnten diesen Fall verwirklichen, indem sie auf die geätzte Vorderwand einer massiven Oxydulplatte ein Metall kathodisch aufstäubten, während auf der vom Licht abgewendeten Seite (Hinterwand) eine feinkörnige Graphitschicht den Kontakt vermittelte (Fig. 1b). Die unipolarleitende Sperrschicht befindet sich an der Grenze zwischen Oxydul und aufgestäubter Elektrode, während die Sperrwirkung der Graphitelektrode zu vernachlässigen ist. Je nach Lage der wirksamen Sperrschicht spricht man also von Vorder- oder Hinterwand-Sperrschicht-Photozellen. Die Kupferoxydul-Gleichrichterplatte ist also in diesem Sinne als Hinterwandzelle zu betrachten.

Für das Zustandekommen eines Sperrschicht-Photoeffektes müssen demnach, wenn man voraussetzt, daß der Halbleiter einen inneren lichtelektrischen Effekt zeigt, drei wesentliche Bedingungen erfüllt sein:

1. Auftreffen des Lichtes auf die Grenzfläche Halbleiter-Metall,
2. unipolare Leitfähigkeit der vom Licht getroffenen Grenzschicht. Werden beide Elektroden einer Sperrschicht-Photozelle vom Licht getroffen, wie dies praktisch der Fall ist, so muß die ganze Kombination Halbleiter-Metall unipolar leitend sein, wenn ein merkbarer Sperrschichtphotoeffekt beobachtet werden soll. Wäre nämlich an beiden Elektroden eine Sperrwirkung vorhanden, so würden sich die entgegengesetzten Sperrschicht-Photo-EMKe mehr oder weniger aufheben.
3. Übertreten der durch Belichtung ausgelösten Elektronen über die unipolar leitende Grenzschicht[2]).

Die Sperrschichtelektronen müssen also in unmittelbarer Nähe der Sperrschicht ausgelöst werden. Nach neueren Absorptions- und Ausbeutemessungen muß man allerdings schon Wirkungstiefen von 1 μ, von der Sperrschicht aus gerechnet, annehmen[3]). Daß die zahlreichen im Innern des Oxyduls lichtelektrisch ausgelösten Elektronen für das Zustandekommen der Photo-EMK keine Rolle spielen, nimmt Schottky auf Grund der Tatsache an, daß „die von Pfund eingehend untersuchte Elektronenbefreiung im Innern der Oxydulschicht bisher niemals zur Beobachtung eines spontanen Photoeffektes ohne Vorspannung geführt hatte[1])".

H. Dember[2]) ist es nun in jüngster Zeit gelungen nachzuweisen, daß in dem natürlichen Cu_2O-Kristall (Kuprit) durch Belichtung eine elektromotorische Kraft geweckt wird, welche im geschlossenen Stromkreis einen Photostrom

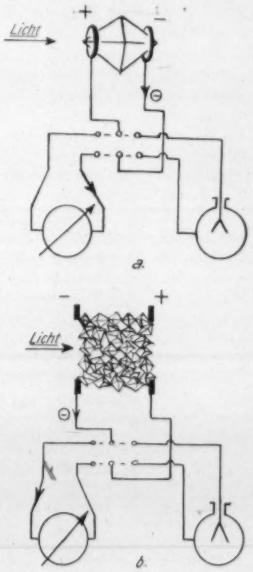


Fig. 2. Kristallphotozelle
a) Cu_2O-Einkristall, b) Polykristallines Cu_2O.

erzeugt, der in Einkristallen immer so gerichtet ist, daß die Elektronen im Kristall in der Richtung des Lichtes wandern (Fig. 2a).

Wird dagegen kein Einkristall, sondern kristallines Cu_2O bestrahlt, so fließt der Elektronenstrom entgegengesetzt zur Lichtrichtung, wahrscheinlich infolge der zahlreichen Reflexionen im Innern kristalliner Substanzen (Fig. 2b)[3]).

1) E. Duhme und W. Schottky, Naturw. 18, 735, 1930.
2) Auch nach der ursprünglichen Auffassung von B. Lange, Physik. Zeitschr. **31**, 139, 1930. (Äußerer lichtelektrischer Effekt des Cu ins Oxydul), sowie nach der Erklärung durch E. Perucca (E. Perucca und R. Deaglio, Zeitschr. f. Phys. **72**, 102, 1931) müssen die Bedingungen 1 und 3 erfüllt sein.
3) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **32**, 842, 1931.

1) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **31**, 914, 1930.
2) H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 554, 1931.
3) H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 856, 1931.

Eine Erklärung des Kristallphotoeffekts durch einen Sperrschicht-Photoeffekt ist unmöglich, da, wie Dember auch zeigen konnte, der Kristallphotoeffekt auftritt, ohne daß die vorher erwähnten Bedingungen erfüllt sind:

1. Der Kristallphotoeffekt tritt auf, wenn dafür Sorge getragen wird, daß die Elektroden nicht vom Licht getroffen werden.
2. Die Kombination Kristall-Elektroden besitzt keine unipolare Leitfähigkeit. Die beiden Kontakte verhalten sich ganz gleichartig. Der Elektronenstrom fließt, auch wenn die dem Lichte zugewendete Elektrode mit belichtet wird, auch nach der Drehung der Kristallphotozelle (Kristall samt Elektroden) immer in Richtung des einfallenden Lichtes.
3. Dember[1]) konnte schließlich die Kristallphoto-EMK elektrometrisch messen, wenn die Elektroden vom Kristall abgehoben wurden, so daß also auch ein Übertritt der Elektronen an der Kontaktfläche nicht möglich war.

Das Zustandekommen des Kristallphotoeffektes ist vielmehr in der Weise zu erklären, daß infolge der im Kristall in Lichtrichtung exponentiell abklingenden Intensität auch in dieser Richtung die Zahl der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen entsprechend abnimmt, so daß im Kristall in Lichtrichtung ein Ladungsgefälle entsteht. Der Kristallphotoeffekt ist daher direkt durch die lichtelektrische Elektronenbefreiung im Innern des Cu_2O bedingt und daher im allgemeinen bei kristallinen Substanzen, welche inneren lichtelektrischen Effekt zeigen, zu erwarten.

Ist nun der Kristallphotoeffekt durch einen Sperrschicht-Photoeffekt nicht zu erklären, so scheint es naheliegend, umgekehrt den Sperrschichtphotoeffekt auf einen Kristallphotoeffekt zurückzuführen. Um der Klärung dieser Frage einen Schritt näherzukommen, schien es zunächst notwendig, die kristalline Struktur der Sperrschichtphotozellen näher zu untersuchen. Im folgenden wird nun über die metallographische Untersuchung einer Cu_2O-Gleichrichterplatte[2]), also einer Hinterwand-Sperrschicht-Photozelle berichtet, bei der die Richtung des Photostromes die gleiche ist wie beim Cu_2O-Einkristall. Auch Aufklärungen zur Gleichrichterfrage wurden von dieser Untersuchung erhofft.

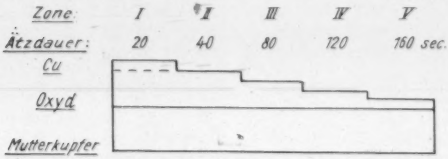


Fig. 3. Schema der stufenweisen Abätzung der Cu_2O-Platte.

Die Untersuchung ging in der Weise vor sich, daß zunächst ausgehend von der Kupferoberfläche der Gleichrichterplatte die einzelnen Schichten durch Ätzen abgetragen wurden. Hierauf folgte die mikroskopische Betrachtung des Querschnittschliffbildes.

Infolge der geringen Dicke der oberen Schichten der Cu_2O-Platte entstand die Schwierigkeit, daß bei nicht allzu langem Ätzen bereits die einzelnen Teile der Schichten weggeätzt waren, so daß ihre Reihenfolge nicht ohne weiteres festgestellt werden konnte. Es erwies sich daher als zweckmäßig, in folgender Weise vorzugehen: Ein etwa 1 cm breiter Streifen, der aus der Gleichrichterplatte ausgesägt worden war, wurde zuerst ein wenig und in bestimmten Zeitintervallen dann immer tiefer in das Ätzmittel eingetaucht. Die einzelnen aufeinanderfolgenden Schichten erschienen dann auf dem Blechstreifen entsprechend der jeweiligen Ätzdauer der einzelnen Zonen stufenweise bloßgelegt (Fig. 3). Die Betrachtung der einzelnen geätzten Flächen wurde mit einem großen, nach Le Chatelier gebauten Metallmikroskop der Firma Reichert Wien[1]) vorgenommen. Als Ätzmittel kam durchwegs eine 10 proz., wässerige Ammoniumpersulfatlösung zur Anwendung.

Fig. 4 zeigt die 20 Sekunden lang geätzte Kupferoberschicht (Gegenelektrode), die aus verhältnismäßig großen Körnern besteht. Beträchtliche Schwankungen der Korngröße konnte man aus dem Gefügebild entnehmen, was im allgemeinen auch für die anderen Kristallarten der hier untersuchten Platte charakteristisch war. Stellenweise erkennt man einzelne dunkle, grau-grüne Kristalle, die bei weiterem Ätzen zunächst in größerer Zahl beobachtet werden und wahrscheinlich noch nicht vollständig reduzierte Oxydkristalle sind. Die dunkle, ungleichmäßige Färbung der Kupferkristalle läßt vielleicht auf eine ungleichmäßige Konzentration des gelösten Sauerstoffes in den aus dem Oxyd reduzierten Kupfermischkristalles schließen. Wahrscheinlicher aber ist es, daß es sich um Spuren nicht reduzierten Oxyds handelt. Deutlicher wird dies auch aus Fig. 5, welche die Plattenoberfläche nach 40 Sekunden Ätzdauer zeigt. Die Kupferschicht ist zum größten Teil schon weggeätzt, die nicht reduzierten Oxydkristalle sind beim

1) H. Dember, Physik. Zeitschr. **33**, 207, 1932.

2) Die Cu_2O-Platte wurde einem von der Firma W. Zeh in Freiburg bezogenen Gleichrichter entnommen.

1) Genaue Beschreibung des Mikroskops siehe z. B. bei P. Goerens: Einführung in die Metallographie, 5. Aufl. Halle 1926, Verlag Knapp. S. 258.

...eren Ätzen, also beim Fortschreiten in Richtung abnehmender Sauerstoffkonzentration verschwunden, und man sieht die einzelnen Kupferkristalle in einer feinkörnigen Masse, dem Kupferoxyd, eingebettet. Zum Verständnis und zur Bewertung der Ätzbilder Fig. 4 und 5 soll hier noch darauf hingewiesen werden, daß es sich bei den Ätzbildern Fig. 4—9 nicht um Schliffbilder handelt, sondern um Mikrophotographien geätzter Metalloberflächen, da bei der geringen Dicke der Schichten Schleifen und Polieren nicht in Frage kam. Man erkennt daher aus den Fig. 4 und 5 auch deutlich die über die ganze Oxydulplatte gehenden Risse, die wahrscheinlich von der Bearbeitung der Platte herrühren.

Nach weiterer Ätzung nehmen die Kupferkristalle an Zahl und Größe immer mehr ab, bis nach 80 Sekunden Ätzdauer das feinkörnige graue Gefüge, das CuO, freigelegt ist (Fig. 6). Die einzelnen CuO-Kristalle sind bei 150facher Vergrößerung nicht erkennbar. Aber auch bei der stärksten Vergrößerung (2250fach, mit Ölimmersion) konnte die Kristallstruktur nicht weiter aufgelöst werden. Dieses feinkörnige Gefüge besteht zweifellos aus CuO, möglicherweise ist hier, besonders wenn man durch weiteres Ätzen zum Cu_2O hin fortschreitet, auch ein gleichmäßiges Gemenge von CuO und Cu_2O vorhanden, wie es auch von H. Pélabon[1]) angenommen wurde und wie man es aus dem von Vogel und Pocher[2]) aufgestelltem Cu—O Zustandsdiagramm folgern kann. Nach 80 Sekunden Ätzdauer ist die Oxydschicht schon zum Teil zerstört, die Cu_2O-Kristalle werden sichtbar (Fig. 7). Nach 120 Sekunden Ätzdauer ist die grobkörnige Cu_2O-Schicht freigelegt (Fig. 8). Auch hier wieder bemerkt man beträchtliche Schwankungen der Korngröße des verhältnismäßig groben Gefüges. Der größte Kristall auf Fig. 8 ist etwa 0,25 mm breit. Die breiten Korngrenzen, sowie ihre körnige Struktur und die weißen dünnen Linien inmitten der dunklen Korngrenzen, wie man sie auf Fig. 7 sieht, weisen auf stärkere Oxydausscheidungen an den Rändern der Cu_2O-Kristalle hin. Ätzt man das Cu_2O weiter, so werden die einzelnen Kristalle verschieden abgetragen, so daß schließlich die Oxduloberfläche ein schieferartiges Aussehen bekommt und von dem durch die Ecken und Kanten durchscheinenden Licht dunkelrot gefärbt erscheint.

Während der Kontakt an der Cu_2O-Oberfläche durch das feinkörnige CuO gebildet wird, ist der Kontakt am Mutterkupfer von wesentlich anderer Art. Splittert man nämlich das Oxydul vom Mutterkupfer ab, was stellenweise leicht möglich ist, so zeigt die Mutterkupfer-Oberfläche das in Fig. 9 wiedergegebene Bild: Ohne vorangegangene Ätzung erscheint das Mutterkupfer geätzt, was wahrscheinlich auf die Einwirkung der Luft auf das heiße Cu zurückzuführen ist. Auch hier ist eine Struktur der oft verbreiterten Korngrenzen zu erkennen, die auf Abscheidungen eines eutektischen Gemenges Cu-Cu_2O, dessen Vorhandensein auch von Pélabon[1]) festgestellt wurde, schließen lassen. Die streifenartigen Gebilde, die stellenweise beobachtet werden konnten, dürften möglicherweise auf das Vorhandensein dieses eutektischen Gemenges zurückzuführen sein.

Die Ätzbilder zeigen also tatsächlich, daß die beiden Kontakte zu beiden Seiten des Oxyduls ganz verschiedene Struktur besitzen. Zwischen dem Oxyd und der reduzierten Kupfergegenelektrode einerseits und dem Oxydul anderseits ist durch das äußerst feinkörnige Gefüge des Oxyds ein sehr guter und inniger Kontakt geschaffen. Der gleichrichtende Kontakt zwischen Oxydul und Mutterkupfer ist jedoch von der Art, daß das grobkristalline Oxydul direkt auf der grobkristallinen geätzten Kupferoberfläche aufliegt. Durch die Unebenheiten der geätzten Cu-Oberfläche ist auch wahrscheinlich kein homogener, flächenhafter Kontakt vorhanden.

Der mikroskopische Befund steht also in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Schottky und seinen Mitarbeitern[1]), nach welchen zwischen geätztem Oxydul und geätzter Kupferfolie besonders gute Gleichrichterwirkung vorhanden ist. Ebenso ergaben deren Untersuchungen, daß der Kontakt mit feinkörnigem Graphit oder auf einer mit Sandstrahlgebläse behandelten Cu_2O-Oberfläche, also auf einer zu feinem Korn zerstörten Kristalloberfläche keine Gleichrichterwirkung auftritt.. Für das Zustandekommen einer guten Gleichrichterwirkung erscheint es also wesentlich, daß der gleichrichtende Kontakt von grobkristallinen Substanzen gebildet wird.

Die Oxydationsversuche von Schottky[2]) kann man nun vielleicht in der Weise erklären, daß bei schwacher Oxydation sich zunächst das hier beobachtete feinkörnige Oxyd bildet, und erst bei größerer Sauerstoffkonzentration Oxydkristalle entstehen, die einen gleichrichtenden Kontakt bewirken. Auch die günstige Wirkung der thermischen Nachbehandlung findet wahrscheinlich darin eine Begründung, daß durch die vielstündige Wärmebehandlung bei einer Temperatur, bei welcher das Oxydul sehr beständig ist, eine starke Kornvergrößerung eintritt und die eutektischen

1) H. Pélabon, C. R. Bd. **190**, 630, 1930.
2) R. Vogel und W. Pocher, Zeitschr. f. Metallkunde, S. 323 u. 363, 1929.

1) H. Pélabon, l. c.
2) Schottky, Störmer und Waibel, l. c.

Ausscheidungen durch geringe Löslichkeit des Oxyduls im Kupfer nach Vogel und Pocher verschwinden. Allerdings werden auch nach längerer Wärmebehandlung wahrscheinlich noch restliche Ausscheidungen bestehen bleiben, die die Sauerstoffkonzentration des gesättigten Kupfer-Oxydul-Mischkristalles besitzen und rippenartige Erhöhungen an den Kupferkristallrändern bilden[1]). Alle diese Veränderungen (Kornvergrößerung, Verschwinden der eutektischen Schicht, Kristallrippen) aber tragen zu einer Verminderung der kontaktgebenden Fläche bei, was nach Schottky eine wesentliche Bedingung für das Zustandekommen einer guten Gleichrichterwirkung ist.

Bestätigt und ergänzt wird der Befund der Ätzbilder durch die Betrachtung des Querschnittschliffbildes. Die Herstellung des Schliffbildes bot einige Schwierigkeiten, da das Kupferoxydul sehr spröde ist und daher leicht ausbricht und auch vom Mutterkupfer leicht ablösbar ist.

Die Schliffbilder Fig. 10 und 11 zeigen nun die interessante Tatsache, daß die Cu_2O-Schicht aus einzelnen Kristallen besteht, die säulenförmig nebeneinander auf dem Mutterkupfer aufgewachsen sind und durch die ganze Schicht, die etwa 0,1 mm dick ist, hindurchgehen[2]). Die Oxydulkristalle sind aber nicht so angeordnet, daß sie auf den einzelnen Kupferkörnern aufstehen, sondern man erkennt deutlich auf Fig. 10, wie die Korngrenzen des Mutterkupfers oft unter den einzelnen Oxydulkristallen beginnen und oft zwei Oxydulkristalle in der Mitte eines Kupferkornes aneinanderstoßen. Zwischen Oxydul und Mutterkupfer ist auch bei stärkerer Vergrößerung keine Zwischenschicht zu erkennen, was aber zu erwarten ist, da die „Sperrschicht" von submikroskopischer Dicke sein soll. Die Struktur des Kontaktes an der Oxydseite konnte jedoch bei 2250facher Vergrößerung (Ölimmersion) aufgelöst werden. Man erkennt auf Fig. 12 die etwa 0,01 mm dicke feinkörnige Oxydschicht, die einen innigen Kontakt zwischen der etwa 0,002 mm dicken Kupfergegenelektrode und dem Oxydul vermittelt. Man sieht auch etwa in der Mitte von Fig. 12 eine Korngrenze, wo zwei Cu_2O-Kristalle aneinanderstoßen und erkennt, daß eine dendritenartige Einwachsung der Oxydschicht zwischen den Oxydulkristallen, wie sie Pélabon[3]) gefunden hat, nicht zu beobachten war.

Der mikroskopische Befund wurde schließlich durch eine Debye-Scherrer-Röntgenaufnahme ergänzt. Die Anordnung war hierbei so getroffen worden, daß die Reflexionen der hoch indizierten Ebenen zur Beobachtung kamen, die rückwärts auf den auf der Blende aufsitzenden Film auftrafen. Es war auf diese Weise möglich, eine Kupferoxydul-Gleichrichterplatte unversehrt, ohne daß sie irgendwie mechanisch deformiert zu werden brauchte, zu untersuchen. Die Röntgenaufnahme Fig. 13 zeigt einen deutlich geschwärzten Debyering, herrührend von der (333) Ebene des Oxyduls, der aber nicht kontinuierlich geschwärzt ist, sondern aus lauter gleichmäßig verteilten Punkten besteht, was aber gewöhnlich bei grobkörnigen Gefügen der Fall ist. Man erkennt ferner, daß eine Orientierung der Oxydulkristalle nicht vorhanden ist, da in diesem Fall ähnlich wie bei Faserdiagrammen eine Häufung der Reflexionen an einzelnen Stellen beobachtet werden müßte. Eine Erklärung der Gleichrichterwirkung durch orientierte Aufwachsung der Kupferoxydul-Kristalle, wie sie H. Kost[1]) versuchte, ist also nicht möglich. Auf dem Röntgenbild ist außerhalb des Oxydulringes noch ein schwacher Debyering zu erkennen, ebenso noch zwei Ringe innerhalb des Oxydulringes, die von der grobkristallinen dünnen Kupferoberschicht herrühren.

Die Schliffbilder Fig. 10 und 11 geben zur Frage des Sperrschicht-Photoeffekts noch wertvolle Aufschlüsse. Sie zeigen nämlich, daß die Hinterwand-Sperrschicht-Photozelle, bei welcher ebenso wie beim Kristallphotoeffekt an Einkristallen die Photoelektronen im Oxydul in Richtung des Lichtes wandern, in der Durchstrahlungsrichtung aus Cu_2O-Einkristallen besteht. An den Oxydul-Einkristallen muß aber unabhängig von der Sperrschicht auch ein Kristallphotoeffekt vorhanden sein. Will man nun den Sperrschicht-Photoeffekt auf den Kristallphotoeffekt zurückführen, so ist es noch notwendig nachzuweisen, daß die dem Licht entgegengesetzte Richtung des Photoelektronenstromes in der Vorderwandzelle durch ihre kristalline Struktur bedingt ist.

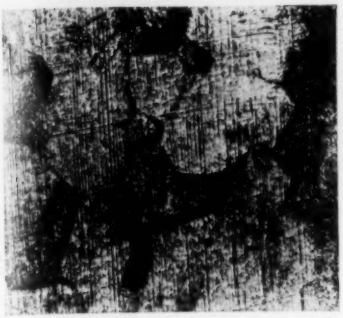
Das an einer Siemens-Vorderwandzelle aufgenommene Querschnittschliffbild zeigt Fig. 14. Die etwa 0,6 mm dicke, massive Oxydulplatte der Vorderwandzelle besteht tatsächlich nicht aus einzelnen durch die Schicht hindurchgehenden Kristallen, sondern vielmehr, wahrscheinlich infolge beiderseitiger gleichmäßiger Abkühlung, aus zwei übereinander liegenden Schichten großer Oxydulkristalle, die oft eine Breite von 1–2 mm erreichen. Die Vorderwandzelle wird also

1) R. Vogel und W. Pocher, l. c.

2) Auch E. Perucca berichtet, daß gleichzeitig und unabhängig von uns vorgenommene mikrophotographische Untersuchungen des Cu_2O-Gleichrichters das Vorhandensein durchgehender Kristalle ergeben habe. Vgl. H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 857, 1931, Fußnote u. E. Perucca, Physik. Zeitschr. **32**, 890, 1931.

3) H. Pélabon, L'Onde électrique **9**, 497, 1930.

1) H. Kost, Zeitschr. f. Phys. **54**, 367, 1929.

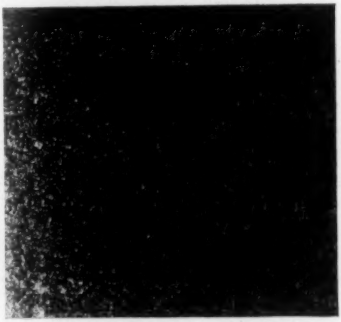


$v = 50\,x$ $v = 150\,x$

Fig. 4. Zone I: *Cu*-Oberschicht (Gegenelektrode). Ätzdauer: 20 Sek.

$v = 50\,x$ $v = 50\,x$

Fig. 5. Zone II: Übergang von der Kupferoberschicht zum Kupferoxyd. Ätzdauer: 40 Sek.

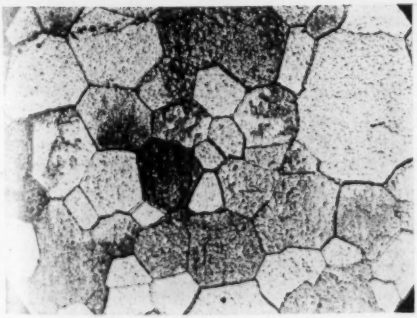


$v = 150\,x$ $v = 2250\,x$

Fig. 6. Zone III: *CuO*-Schicht. Ätzdauer 80 Sek.

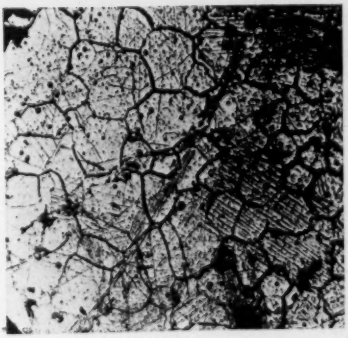
$v = 150\,x$

Fig. 7. Zone IV: Übergang vom *CuO* zum Cu_2O. Ätzdauer: 120 Sek.



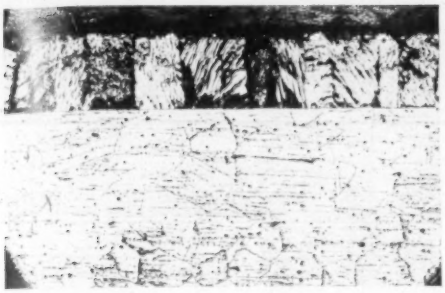
$v = 150\,x$

Fig. 8. Zone V: Cu_2O-Schicht. Ätzdauer: 160 Sek.



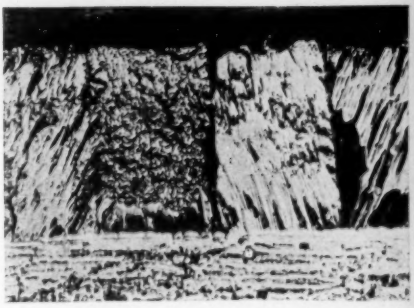
$v = 150\,x$

Fig. 9. Mutterkupfer-Kontaktfläche gegen Cu_2O (Sperrschichtseite). Ungeätzt!



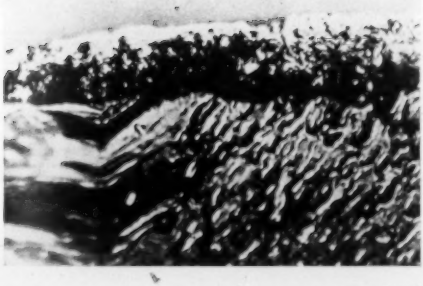
$v = 150\,x$

Fig. 10. Geätztes Schliffbild des Querschnittes der Cu_2O-Gleichrichterplatte.



$v = 400\,x$

Fig. 11. Vergrößerung eines Teiles der Fig. 10.



$v = 2250\,x$

Fig. 12. Geätztes Schliffbild des Querschnittes: Kontakt $Cu_2O \times CuO$.

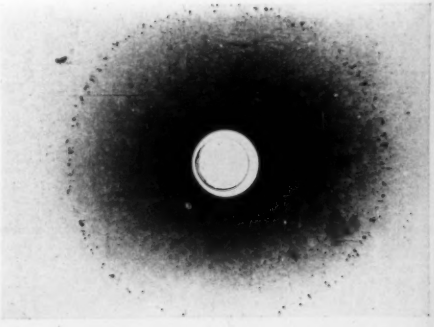
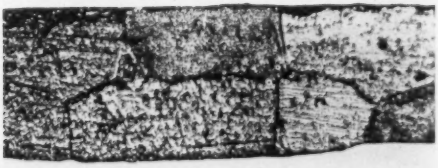


Fig. 13. Debye-Aufnahme der Cu_2O-Platte. Cu_2O: (333); Cu: (420) (331) (400).



$v = 70\,x$

Fig. 14. Geätztes Schliffbild des Querschnittes der Vorderwand-Sperrschicht-Photozelle.

sie polykristallines Cu_2O verhalten müssen: Die Photoelektronen müssen entgegengesetzt der Lichtrichtung wandern, wie es tatsächlich auch der Fall ist.

Die verschiedene Richtung des Photostromes an Hinterwand- und Vorderwandzellen, welche nach der Sperrschichthypothese auf die verschiedene Lage der Sperrschichten zurückgeführt wird, findet also auf Grund der Erscheinungen des Kristallphotoeffektes in der verschiedenen kristallinen Struktur der Vorder- und Hinterwandzellen ihre Begründung. Bedenkt man noch, daß die beim Kristall- und Sperrschichtphotoeffekt beobachteten photoelektromotorischen Kräfte von gleicher Größenordnung sind und daß für beide Effekte die gleiche Abhängigkeit der Photo-EMK und des Photostromes von der Belichtung vorhanden ist[1]), so wird man wahrscheinlich den Kristallphotoeffekt, der unabhängig von dem Vorhandensein einer Sperrschicht auftritt, beim Sperrschichtphotoeffekt als primäre Erscheinung annehmen dürfen, indem vielleicht den Sperrschichten noch eine sekundäre Bedeutung zukommt. Ob und inwieweit die Sperrschichten einen Einfluß auf den Kristallphotoeffekt ausüben, kann erst durch weitere Untersuchungen entschieden werden.

Zu ganz besonderem Danke sind wir Herrn Professor Wawrziniok verpflichtet, der durch seine liebenswürdige Bereitstellung der metallographischen Einrichtungen seines Instituts, insbesondere des Metallmikroskops und der Röntgenapparatur, das Zustandekommen dieser Arbeit ermöglichte.

1) Vgl. H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 857, 1931, sowie O. v. Auwers und H. Kerschbaum, Ann. d. Phys. **7**, 129, 1930.

Dresden, Technische Hochschule, Physikalisches Institut, Institut für Kraftfahrwesen.

(Eingegangen 6. Februar 1932.)

Dipolmomente der Naphthole.

Von Marjan Puchalik.

(Ein Beitrag zur Debyeschen Theorie der Struktur polarer Moleküle[1]).)

(Aus dem Institut für Experimentalphysik der Universität Lwów.)

§ 1. Das von P. Debye[2]) entworfene Programm einer systematischen Untersuchung der Beziehungen zwischen der Struktur und der Polarität größerer Moleküle, ist trotz zahlreicher Bestimmungen der Momente vieler organischen Substanzen — immer noch undurchführbar. Zur theoretischen Verwertung des, hauptsächlich an organischen aliphatischen Verbindungen und aromatischen Benzolderivaten gesammelten, Beobachtungsmaterials fehlen hie und da wichtige Zwischenglieder. Schon bezüglich der Polarität des Naphthalinmoleküls herrschte bis vor kurzem eine bemerkenswerte Meinungsverschiedenheit zwischen den Experimentatoren[3]) [4]) [5]).

Die Halogen- und Nitroderivate des Naphthalins sind erst in allerneuester Zeit zum erstenmal untersucht worden[5]) [6]) [7]). Dagegen scheinen die für das Problem der Struktur wichtigen Moleküle des α- und β-Naphthols überhaupt nie auf ihre Polarität hin geprüft gewesen zu sein.

Es war daher angezeigt diese Lücke auszufüllen und im Anschluß an die gesammelten Messungsergebnisse neues Beobachtungsmaterial zur Entscheidung der Frage nach der Polarität des Naphthalins zu liefern.

§ 2. Zur Bestimmung der Dipolmomente beider genannten Naphthole ist die bekannte, zum erstenmal von L. Lange[8]) verwendete Methode benutzt worden. Ihr liegt bekanntlich die Debyesche Polarisationsformel für verdünnte Lösungen[9]) zugrunde:

$$P_{12} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{M_1 f_1 + M_2 f_2}{\varrho} = P_1 f_1 + P_2 f_2.$$

1) Vorgetragen in der Sitzung der Polnischen Akademie der Wissenschaften (Abt. A) am 7. XII. 1931.
2) P. Debye, Polare Molekeln, S. 28, 1929. Verlag S. Hirzel, Leipzig.
3) J. W. Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 174, 1928.
4) J. W. Williams und E. T. Egg, Journ. Am. Chem. Soc. **50**, 94, 1928.
5) A. Parts, Zeitschr. f. physik. Chem. B, **10**, 264, 1931.
6) Nobuo Nakata, Chem. Ber. S. 2059, 1931.
7) K. Höjendahl, Physik. Zeitschr. **30**, 391, 1929.
8) L. Lange, Zeitschr. f. Phys. **33**, 169, 1925.
9) l. c. S. 46.

Dabei bezeichnet

P_{12} die gesamte Polarisation der Lösung,
ε die Dielektrizitätskonstante der Lösung,
ϱ die Dichte,
M_1 das Molekulargewicht des unpolaren Lösungsmittels,
M_2 das Molekulargewicht des polaren gelösten Stoffes,
P_1 die totale Polarisation des Lösungsmittels,
P_2 die totale Polarisation des gelösten Stoffes.

Außerdem ist:

$$f_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$$

$$f_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2},$$

wo n_1 und n_2 die Zahl der Grammoleküle der betreffenden Substanzen bedeuten soll.

Das Dipolmoment wird aus der Debyeschen Formel:

$\mu = 0{,}0127 \sqrt{(P - R)\,T} \cdot 10^{-18}$ elektrostat. Einh. bestimmt. Die nötigen Werte der Polarisation (P) und der Refraktion (R) erhält man durch Extrapolation auf unendliche Verdünnung aus den Messungen der Dielektrizitätskonstante, der Dichte und der Molekularrefraktion (R_{12}) für verschiedene Konzentrationen. T bezeichnet die Temperatur in absoluter Skala[1]).

§ 3. Methode. Die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante geschah mit Hilfe der bekannten, zuerst von M. Jeżewski[2]) durch Anwendung von Elektronenröhren verfeinerten Resonanzmethode. Diese Methode steht zwar in bezug auf die erreichbare Genauigkeit dem neueren Herwegschen Schwebungsverfahren nach, scheint jedoch für das hier in Angriff genommene Problem vollständig ausreichend zu sein. Nach den Erfahrungen von Oliver und Hartshorn[3]) differieren die Dielektrizitätskonstanten der reinsten Sorten von Benzol verschiedener Herkunft schon an der dritten Dezimalstelle. Arbeitet man also mit Benzol als Lösungsmittel, so genügt es vollständig die Sicherheit der zweiten Dezimalstelle zu gewährleisten. Dann sind aber auch die Vorteile der sicheren und leichten Handhabung der Resonanzmethode im Vergleich zur Schwebungsmethode nicht zu unterschätzen.

§ 4. Versuchsanordnung und Meßverfahren. Das Meßverfahren war im wesentlichen mit dem von A. Piekara[4]) verwendeten identisch. Wie aus dem beiliegenden Schema der Anordnung ersichtlich (Fig. 1), bestand sie aus einem gewöhnlichen Meißnerschen Kreis mit Rückkoppelung als Schwingungserzeuger und einer einfachen Audionschaltung als Empfänger. Die Flachspule (L_1) von 75 Windungen und der Glimmerkondensator (C_1) von etwa 500 $\mu\mu F$ maximaler Kapazität bilden den, im Gitterkreis der Sendestation liegenden, Thomsonschen Oszillator. Durch eine zweite Flachspule (L_2) (100 Windungen) ist der Oszillator an den Anodenkreis gekoppelt. Im Anodenkreis befand sich die Akkumulatorenbatterie (B_1) (70 V) und der Widerstand (R_1) von etwa 4000 Ohm.

Der geschlossene Resonatorkreis des Audionempfängers besteht aus einer Flachspule (L_3) (75 Windungen) und einem Normalkondensator (C_0) von Spindler & Hoyer. Der äußere Mantel dieses Kondensators steht mit dem festen Plattensystem in Verbindung und ist geerdet.

Dem Prüfungsschein der Ph. T. R. zufolge soll die Genauigkeit der Eichung $\pm 0{,}2$ $\mu\mu F$ betragen. Die Ergebnisse der Messungen mit verschiedener Frequenz, bei denen verschiedene Teile der Skala zur Benutzung kamen, sprechen aber dafür, daß der Fehler die Grenzen $\pm 0{,}1$ $\mu\mu F$ nicht überschreitet.

In der vom Resonator zum Gitter des zweiten Elektronenrohres führenden Leitung liegt ein, durch einen hochohmigen Nebenschlußwiderstand (R_3) (etwa 2 Megohm) überbrückter Kondensator (C_2) von etwa 300 cm Kapazität.

Im Anodenkreis des Detektorsystems befindet sich noch ein Spiegelgalvanometer mittlerer Empfindlichkeit (10^{-6} Amp./mm). Der Nullstrom im Galvanometer wird in üblicher Weise mit Hilfe einer Potentiometerschaltung kompensiert.

Der eigentliche Meßkondensator (K) wurde in der Werkstatt des Instituts gebaut. Maßgebend für seine Konstruktion war die Bedingung, daß alle Kraftlinien des elektrischen Feldes in der zu untersuchten Flüssigkeit verlaufen. Wie aus der Fig. 2 ersichtlich, sind die beiden Kondensatorplatten gegeneinander parallel verschiebbar. Da die untere Platte mit dem geerdeten Mantel fest verbunden ist und die obere auf einem sorgfältig isolierten, mittels einer Mikrometerschraube meßbar verschiebbaren und mit Kugellager versehenen Stift hängt, so konnte die Parallelität stets einfach durch bloßes Zusammendrücken der Platten erreicht werden. Die Änderung der Kapazität dieses Kondensators umfaßte den Bereich von 40 $\mu\mu F$ bis 100 $\mu\mu F$.

Der Kondensator befand sich in einem Thermostaten, der die Temperatur auf $\pm 0{,}0$° konstant zu halten gestattete.

Bei Einstellung des Audionempfängers auf Resonanz vermindert sich beträchtlich die Inten-

1) P. Debye l. c. S. 42.

2) M. Jeżewski, Rozprawy Wydz. Mat. Przyr. Pol. Ak. Um. **60**, 73, 1920. — Journ. de Phys. III, 293, 1922.

3) D. Oliver und L. Hartshorn, Proc. Roy. Soc. A. **123**, 664, 1929.

4) A. Piekara, Rozprawy i prace Pol. Tow. Fiz. III. **4**, 313, 1928; Bull. Acad. Cracovie **6—7a**, pp. 201—222, Juni/Juli 1928.

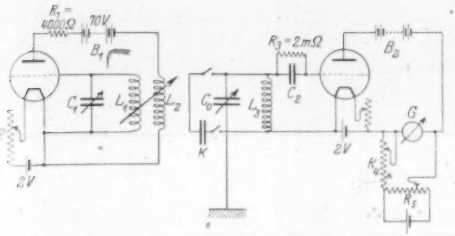


Fig. 1.

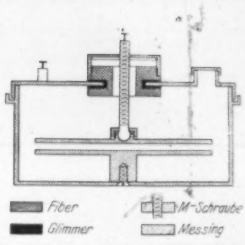


Fig. 2.

sität des Anodenstroms. Als Maß der Empfindlichkeit der Meßanordnung kann daher das Verhältnis der Ausschlagsänderung des Galvanometers zur Kapazitätsänderung des Empfangskreises gelten. Bei passender Einstellung der Anodenspannung und der Heizstromstärke kann man immer die bestgeeigneten Arbeitsbedingungen herstellen. Für den geradlinigen steilsten Ast der Resonanzkurve betrug die Empfindlichkeit der beschriebenen Anordnung etwa 100 mm/$\mu\mu$F.

Selbstverständlich muß dafür gesorgt werden, daß jede schädliche Beeinflussung der Kapazität beider Schwingungskreise seitens des Beobachters ausbleibt. Das wurde durch passende Entfernung der Apparatur erreicht und experimentell sichergestellt.

Beide Kreise waren mit Philips-Elektronenröhren A. 209, die sich bekanntlich durch große Konstanz der Emission auszeichnen[1]), ausgestattet.

Unmittelbar gemessen wird die Kapazität des Zusatzkondensators K (Fig. 2), der einmal mit Luft, das andere Mal mit der untersuchten Flüssigkeit gefüllt ist. Durch die Änderung des Dielektrikums wird die Kapazität des Kondensators nur teilweise geändert. Das Resultat der ersten Bestimmung (Luft zwischen den Platten) sei

$$C_1 = C_0 + C'$$

gewesen. Die zweite Bestimmung (Flüssigkeit zwischen den Platten) ergibt dann

$$C_2 = C_0 + \varepsilon C'.$$

Bezeichnet man für das Verhältnis $\frac{C_2}{C_1}$ die Bezeichnung ε^* ein, so ist offenbar:

$$\varepsilon = \varepsilon^* + \frac{\varepsilon^* - 1}{C_1 - C_0} C_0,$$

wo C_0 die konstante, durch die Änderung des Dielektrikums nicht betroffene Teilkapazität der ganzen Anordnung bedeutet.

[1]) Piekara, l. c. S. 324.

Es genügt also ε^* für verschiedene C_1 experimentell zu bestimmen, um dann mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die wahrscheinlichsten Werte der beiden Konstanten C_0 und ε berechnen zu können.

§ 5. Messungen. A. Benzol. Zur Kontrolle der Leistungsfähigkeit und der Empfindlichkeit der Meßanordnung wurde zuerst die Dielektrizitätskonstante des späterhin als Lösungsmittel zu verwendeten Benzols bestimmt.

Es wurden zwei Sorten von Benzol untersucht. Die erste erhielt man, indem man das „Benzolum purum cristallisabile" von Merck mit Hilfe von metallischem Natrium trocknete und dann bei der Siedetemperatur 80 $\pm$ 0,5° C überdestillierte.

Die zweite Probe ist aus dem für technische Zwecke verwendeten Benzol hergestellt worden. Die Entfernung von ziemlich beträchtlichen Mengen von Tiophen geschah auf klassischem Wege. (Das Benzol wird mit konzentrierter Schwefelsäure ausgeschüttelt, die Säure mittels Natriumhydroxyd entfernt und das letzte durch Ausschütteln mit Wasser weggespült. Durch Trocknen mit entwässertem Calciumchlorid und fraktionierte Destillation erhält man schließlich die reine Substanz.)

Beide Sorten wurden über metallischem Natrium aufbewahrt. Sie wiesen keine Unterschiede weder in der Dielektrizitätskonstante noch im Brechungsvermögen auf.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tab. I zusammengestellt.

Der gefundene Wert[2]), $\varepsilon = 2{,}283 \pm 0{,}002$, stimmt mit der neuesten und genauesten absoluten Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Oliver und Hartshorn[1]) $2{,}282_{5 \pm \delta}$[2]) sehr gut überein. Die genannten Autoren arbeiteten mit einer Brückenmethode und benutzten einen im National Physical Laboratory konstruierten Normalkondensator, dessen Einstellung bis auf 0,05 $\mu\mu F$ genau direkt ablesbar war. Der Wert der

[1]) l. c. S. 685.
[2]) Bezogen auf Vakuum.

Tabelle I.

Benzol. Temperatur 20° C.

C_1 in $\mu\mu F$	ε^*	ε
85,55	2,064	2,280
85,20	2,06	2,280
75,30	2,041	2,279
75,15	2,04	2,278
75,10	2,04	2,279
42,50	1,855	2,275
74,85	2,039	2,278
100,4	2,11	2,278
99,65	2,11	2,288
75,00	2,046	2,284
55,90	1,966	2,288
59,05	1,976	2,280

Wahrscheinlichste Werte: $\varepsilon = 2{,}282 \pm 0{,}002$
$C_0 = 14{,}0 \pm 0{,}1\ \mu\mu F$.

Dielektrizitätskonstante ist daher bei ihnen bis zur dritten Dezimalstelle sichergestellt und zeigt erst Schwankungen der vierten Stelle an. Anderseits aber haben dieselben Autoren festgestellt, daß reinste Sorten von Benzol verschiedener Herkunft und auch solche, die in verschiedener Weise und verschieden lang getrocknet waren, Unterschiede der Dielektrizitätskonstante schon an der dritten Dezimalstelle aufweisen können.

Tabelle II.

α-Naphthol. Temperatur 21° C.

f	ϱ	ε	P_{12} cm³	n_D	R_{12} cm³
0,0166	0,8846	2,304	27,12	1,5048	26,40
0,0290	0,8855	2,329	27,62	1,5065	26,78
0,0366	0,8867	2,338	27,86	1,5068	26,99
0,0478	0,8914	2,370	28,50	1,5089	27,18
0,0589	0,9020	2,402	28,90	—	—
0,0611	0,9022	2,410	29,10	1,5123	27,50

Daraus ergibt sich:
$P = 71$ cm³
$R = 50$ cm³
$\mu = 1 \cdot 10^{-18}$ elektrost. Einh.

Für andere Temperaturen erhält man:

Temperatur 30° C.

0,0166	0,8760	2,286	27,68	—	—
0,0478	0,8836	2,354	28,44	—	—
0,0589	0,8934	2,379	28,86	—	—

Temperatur 40,1° C.

0,0166	0,8680	2,260	27,00	—	—
0,0478	0,8752	2,327	28,44	—	—
0,0589	0,8858	2,360	28,86	—	—

Temperatur 50,2° C.

0,0166	0,8580	2,244	27,0	—	—
0,0478	0,8645	2,292	28,36	—	—
0,0589	0,8758	2,300	28,74	—	—

$\mu = 1 \cdot 10^{-18}$ elektrost. Einh.

B. α-Naphthol. Zur Bereitung der Lösung ist „α-Naphtholum purum medicinale recristallisatum“ (Merck) verwendet worden. Das Präparat wurde noch vor Gebrauch mehrmals aus siedendem Wasser rekristallisiert, bis fast ganz weiße Kristalle übrig blieben.

Die Resultate der Messungen der Dielektrizitätskonstante, der Brechungsindizes[1]) und der Dichte sind in der Tab. II zusammengefaßt.

Wie ersichtlich, hängt sowohl die molare Polarisation als auch die Refraktion linear von der Konzentration ab. Im Bereich verwendeter Konzentrationen ist also die Debyesche Formel gültig. Für das Moment des Dipols ergibt sich der Wert:

$\mu = 1 \cdot 10^{-18}$ elektrost. Einh.

Da die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante mit einem Fehler von etwa 2 pro Mille behaftet ist, muß man dem Werte von μ einen Fehler von etwa 6 Proz. zulassen.

C. β-Naphthol. Das käufliche Präparat das „β-Naphtholum purum med.“ (Merck) wurde durch fraktionierte Destillation und Kristallisation aus heißem Benzol gereinigt.

Die Resultate der Messungen sind in der Tab. III zusammengestellt.

Tabelle III.

β-Naphthol. Temperatur 18° C.

f	ϱ	ε	P_{12} cm³	n_D	R_{12} cm³
0,0064	0,8832	2,291	26,74	1,5040	26,3
		2,291			
0,0068	0,8833	2,296	26,78	1,5043	26,33
0,0127	0,8857	2,314	27,10	1,5068	26,43
		2,314			
		2,314			
0,0169	0,8888	2,330	27,30	1,5071	26,50

Daraus folgt:
$P = 80$ cm³
$R = 45$ cm³
$\mu = 1{,}3 \cdot 10^{-18}$ elektrost. Einh.

Bekanntlich ist das β-Naphthol in Benzol schwer löslich. Dadurch war die Anzahl der möglichen Bestimmungen ziemlich eng begrenzt.

Für das Dipolmoment ergibt sich der Wert

$\mu = 1{,}3 \cdot 10^{-18}$ elektrost. Einh.,

der aber infolge des eben erwähnten Umstandes mit einem größeren Fehler (etwa 10 Proz.) behaftet sein mag.

1) Das nötige Refraktometer (Abbé) ist uns seitens der Direktion des Laboratoriums für Petroleum-Technologie der hiesigen Technischen Hochschule bereitwillig zur Verfügung gestellt worden. Dem Direktor Prof. Dr. S. Pilat drückt der Verfasser seinen verbindlichsten Dank aus.

D. Naphthalin. Nachdem der polare Charakter der beiden Naphthole deutlich erwiesen worden ist, erschien es unerläßlich, die Frage nach der Polarität resp. Unpolarität des Naphthalins nochmals einer experimentellen Kontrolle zu unterwerfen. Wie erwähnt, stimmten die Resultate der früheren Messungen von Williams und Egg einerseits, Parts andererseits nicht überein. Erst in der letzten Zeit wiederholte Williams[1]) seine Messungen mit einer genaueren Methode und kam zu der Überzeugung, daß sie eher für die Unpolarität des Naphthalinmoleküls zu sprechen scheinen.

Als Untersuchungssubstanz wurde das „Naphthalinum purissimum pro usu interno alcohole depuratum" (Merck) benutzt. Das Präparat ist noch vor dem Gebrauch über Schwefelsäure getrocknet und sublimiert worden.

Die in der Tab. IV zusammengestellten Messungsergebnisse sprechen überzeugend für die Unpolarität des Naphthalins.

Tabelle IV.

Naphthalin in Benzol. Temperatur 20° C.

f	ϱ	ε	P_{12} cm³	n_D	R_{12} cm³	$\varepsilon - n_D^2$
0,0000	0,8790	2,282	26,5	1,5014	26,2	0,028
0,0091	0,8798	2,283	26,8	1,5032	26,4	0,023
0,0212	0,8834	2,292	27,1	1,5058	26,82	0,025
0,0363	0,8872	2,299	27,4	1,5082	27,0	0,024
0,0852	0,8968	2,311	28,34	1,5168	28,16	0,011

In der letzten Vertikalreihe der Tabelle sind die Differenzen der Werte ε und n^2 angegeben. Sie sind von derselben Größenordnung, wie im Falle von Benzol und zeigen keine Neigung zum Wachsen mit zunehmender Konzentration. Die Schwankungen bleiben innerhalb der Fehlergrenzen.

§ 6. Resultate. 1. Es wurden mit Hilfe der Resonanzmethode die elektrischen Dipolmomente des α-Naphthols und des β-Naphthols zum erstenmal bestimmt.

2. Ebenso wie im Falle der von Höjendahl[2]) gemessenen Nitroderivate und der von Parts und Nobuo Nakata[3]) untersuchten Halogenderivate des Naphthalins, erzeugt die β-Substitution ein größeres Moment als die α-Substitution.

3. Bemerkenswert ist, daß das Moment des α-Naphthols beträchtlich niedriger ist als das des Phenols (C_6H_5OH; $\mu = 1{,}6 \cdot 10^{-18}$ elektrost. Einh.), auch das Moment des β-Naphthols erwies sich niedriger als die Momente der Alkohole. Demgegenüber scheint nach den Erfahrungen von Höjendahl, Parts und Nobuo Nakata, im Falle der Nitro- und Halogenderivate die α-Substitution im Naphthalinkerne dasselbe Moment wie im Benzolkerne zu erzeugen, die β-Substitution dagegen führt offenbar zu größeren, eher den der aliphatischen Verbindungen nahen, Momenten. Die verhältnismäßig niedrigen Werte der Momente beider Naphthole legen es nahe, nach einer strukturtheoretischen Deutung dieses Verhaltens zu suchen. Bevor jedoch eine solche versucht wird, wäre es angezeigt die Messung der Momente der Naphthole mit einer theoretisch einwandfreieren Methode zu wiederholen.

Der Verfasser benutzt die Gelegenheit, um Herrn Prof. Dr. St. Loria für die Anregung zu dieser Untersuchung sowie für die fördernde Leitung während ihrer Ausführung herzlichst zu danken.

Lwów, Institut für Experimentalphysik der Universität. 20. Dezember 1931.

(Eingegangen 25. Februar 1932.)

Über die Kapazitätsgrößen des Binantelektrometers.

Von G. Nadjakoff.

I. Einleitung.

§ 1. Zur Voraussage des Verlaufs der Spannungs- und Ladungsempfindlichkeitskurven beim Binantelektrometer stellt sich die Kenntnis der mechanischen Direktionskräfte, sowie der Kapazitätsgrößen bei diesem Elektrometer, als notwendig heraus. Bis vor kurzem fehlten jede Angaben für diese Größen. Ein Versuch in dieser Richtung wurde von Hermann[1]) ausgeführt. Seine Berechnungen sind aber auf Grund der experimentalen Untersuchungen von Dolezalek[2]) gemacht worden und in der Arbeit des letzten Verfassers fehlen irgendeine Ladungsmessungen, sowie auch Angaben für die Kapazitätsgrößen des Elektrometers. Deshalb berechnet Hermann die Werte der erforderlichen Größen aus den Größenverhältnissen des Elektrometers und der Aufhängedrähte. Freilich bietet eine experimentale Bestimmung der elektrometrischen

1) J. W. Williams und E. Fogelberg. Journ. Amer. Chem. Soc. **53**, 2096, 1931; l. c. S. 394.

2) l. c. S. 266 und 271 (Parts), 2060 (N. Nak.).

1) H. Hermann, Physik. Zeitschr. **23**, 386, 1922 und **27**, 523, 1926.

2) F. Dolezalek, Ann. d. Phys. **26**, 312, 1908. Siehe auch Georg Bartels, Elektrostatische Meßinstrumente, Göttingen.

Größen einen Vorteil. Kürzlich haben wir manche Gleichungen für das Binantelektrometer aufgestellt, die vollkommen identisch mit den Harms[1]) für das Quadrantelektrometer vorgeschlagenen sind, was gestattete die Harmssche Methode auch für die experimentelle Bestimmung der Größen beim Binantelektrometer, ausgenommen seiner wahren Kapazität, sehr genau anzuwenden[2]). Anderseits, indem wir die Untersuchungen von Harms und Stewart[3]) über das Quadrantelektrometer berücksichtigten, haben wir eine Methode zur Bestimmung aller wichtigen elektrometrischen Größen beim selben Elektrometer vorgeschlagen[4]). Aus der vorliegenden Arbeit ersieht man, daß diese Methode auch für das Binantelektrometer anwendbar ist.

II. Theoretischer Teil.

§ 2. Die Formel des Binantelektrometers

$$Da = \beta\,(v_1 - v_2)\,(v_3 - v_4) \tag{1}$$

bei heterostatischer Schaltung:

$$v_2 = 0,\ v_3 - v_4 = V \text{ (das Hilfspotential)} \tag{2}$$

läßt sich in

$$Da = \beta v_1 V \tag{3}$$

vereinfachen. Wegen Abwesenheit elektrischer Direktionskräfte bei diesem Elektrometer stellt D nur die mechanische Direktionskraft des Aufhängedrahtes dar, einschließlich diese des unteren Fadens und β ist die Kapazitätskonstante des Elektrometers — die Kapazität eines Sektors der Nadel mit Einheitswinkel (s. N. I).

Für die Spannungsempfindlichkeit erhält man aus (3):

$$\varepsilon = \frac{\partial a}{\partial v_1} = \frac{\beta V}{D}. \tag{4}$$

Die Gleichung für die Ladung des Binant 1 ist:

$$e_1 = \sum_{k=1}^{4} c_{1k}\, v_k. \tag{5}$$

Berücksichtigt man die entsprechenden Kapazitäts- und Induktionskoeffizienten:

$$\begin{gathered} c_{11} \text{ und } c_{12} = \text{const},\ c_{13} = -(k - \beta a), \\ c_{14} = -(k + \beta a), \end{gathered} \tag{6}$$

so erhält man aus (5) folgende Formel für den reziproken Wert der Ladungsempfindlichkeit:

$$\frac{1}{\varepsilon'} = \frac{\partial e_1}{\partial a} = \sum_{k=1}^{4} \frac{\partial c_{1k}}{\partial a} v_k + c_{11}\frac{\partial v_1}{\partial a},$$

da bei dem Nadelausschlag nur das Potential v_1 des isolierten Systems variiert. Die letzte Gleichung liefert in Verbindung mit (2), (4) und (6) für die Ladungsempfindlichkeit:

$$\varepsilon' = \frac{\beta V}{D\left(c_{11} + \dfrac{\beta^2 V^2}{D}\right)}. \tag{7}$$

Aus (4) und (7) erhält man unmittelbar für die wirksame Kapazität des isolierten Systems folgende Gleichung:

$$C_w = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} = c_{11} + \frac{\beta^2 V^2}{D} = c_{11} + \beta\varepsilon V, \tag{8}$$

die vollkommen mit der von Harms[1]) für das Quadrantelektrometer vorgeschlagenen identisch ist. Die letzte Gleichung zeigt, daß die Kapazität auch im Falle des Binantelektrometers eine „scheinbare Kapazität" im Harmsschen Sinne darstellt:

c_{11} ist die wahre Kapazität des isolierten Systems (Binant 1, Zuleitungen, Kondensatoren usw.),

$$a = \frac{\beta^2 V^2}{D} = \beta\varepsilon V \tag{9}$$

ist die scheinbare Zunahme der Kapazität.

§ 3. Anderseits kann man leicht wie beim Quadrantelektrometer als auch hier das Verhältnis der wahren Kapazität des isolierten Systems zu der scheinbaren Zunahme der Kapazität aufstellen:

A. Aus gegebener elektrischer Ladung $e_1 = C_e \cdot V_0$, die auf dem isolierten System durch einen im selben eingeschalteten Kondensator-Etalon mit der Kapazität C_e induziert ist, entsteht ein Nadelausschlag a und ein entsprechendes Potential v_1 des isolierten Systems. Diese Größen sind mit der Gleichung (5) verbunden, welche ergibt

$$e_1 = c_{11} v_1 + \beta a V. \tag{5'}$$

Erdet man für ein Moment das isolierte System, nachdem sich ein Nadelausschlag a ergeben hat, d. h. macht man $v_1 = 0$, so bleibt auf demselben System nur die folgende von der Nadel induzierte, Ladung

$$e_1' = \beta a V$$

übrig, die das Potential des Systems auf v_1 erhöhen und einen entsprechenden Ausschlag a' verursachen wird. Aus (5) bzw. (5') folgt unter

1) F. Harms, Ann. d. Phys. **10**, 816, 1903.

2) G. Nadjakoff, Jahrb. d. Univ. Sofia, Physikal.-mathem. Fak. **28** (1), 57, 1931/32. Erscheint demnächst auch in der Zeitschr. f. Instrumentenk. Im folgenden mit (N. I) zitiert.

3) O. M. Stewart, Physik. Rev. **21**, 229, 1905.

4) G. Nadjakoff, Physik. Zeitschr. **33**, 135, 1932. Im folgenden mit (N. II) zitiert.

1) F. Harms, loc. cit.

diesen Bedingungen:

$$e_1' = \beta\,\alpha\,V = c_{11} v_1' + \beta\,\alpha'\,V.$$

Aus der letzten Gleichung, wenn man (3), (4) und (9) berücksichtigt und das Verhältnis $\frac{\alpha}{\alpha'}$ mit p bezeichnet, ergibt sich

$$\frac{c_{11}}{a} = p - 1. \qquad (10)$$

B. Zur selben Gleichung (10) gelangt man auch auf dem folgenden Wege. Bei dauernder Verbindung des isolierten Systems, dessen wahre Kapazität c_{11} ist, mit dem Potential v_1, drückt sich die vom System aufgenommene Ladung vermöge (5) bzw. (5′) aus. Bei momentaner Verbindung des isolierten Systems mit dem Potential v_1 nimmt dieses die Ladung

$$e_1'' = c_{11} v_1$$

auf, die dessen Potential auf v_1'' erhöhen und einen entsprechenden Ausschlag α'' verursachen wird.

Aus (5′) erhält man

$$e_1'' = c_{11} v_1 = c_{11} v_1'' + \beta\,\alpha''\,V.$$

Daraus, indem man (3) und (4) berücksichtigt und jetzt mit p das Verhältnis $\frac{a}{a - a''}$ bezeichnet, ergibt sich dieselbe Gleichung (10).

Aus den Gleichungen (8) und (10) in Verbindung mit (4) und (9) erhält man für die elektrometrischen Größen die folgende Formelgruppe:

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{\varepsilon}{p\,\varepsilon'}\ \text{cm},\\ c_{11} &= (p-1)\,a\ \text{cm},\\ C_w &= c_{11} + a = p\,a = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\ \text{cm},\\ \beta &= \frac{1}{p\,\varepsilon'\,V}\ \text{cm/Skt},\\ D &= \frac{\beta\,V}{\varepsilon} = \frac{1}{p\,\varepsilon\,\varepsilon'}\ \text{Volt}^2\cdot\text{cm/Skt}^2. \end{aligned}\right\} \qquad (I)$$

Trennt man das Elektrometer von den übrigen Leitern des isolierten Systems ab und wendet man wiederum die Methoden A und B auf dem entsprechenden Binant 1 an, vermöge des elektromagnetischen Kontakts, der auf Verbindungsschraube des Elektrometers mit den übrigen Leitern wirkt, so ergeben sich die entsprechenden Ausschläge α_0, α_0' und α_0, α_0'', sowie das Verhältnis $p_0 = \frac{\alpha_0}{\alpha_0'} = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \alpha_0''}$. Da a, ε und β vom Werte c_{11} der wahren Kapazität des isolierten Systems nicht abhängen, so erhält man aus dem Verhältnis p_0 und der Formelgruppe (I) für die übrigen elektrometrischen Größen:

$$\left.\begin{aligned} c_0 &= (p_0 - 1)\,a\ \text{cm},\\ \gamma &= c_0 + a = p_0\,a\ \text{cm},\\ \varepsilon_0' &= \frac{\varepsilon}{p_0 a} = \frac{\varepsilon}{\gamma}\ \text{Skt/Volt}\cdot\text{cm}, \end{aligned}\right\} \qquad (II)$$

worin c_0 die wahre, γ die wirksame Kapazität des Binantelektrometers (entsprechender Binant) ohne Zuleitungen bedeuten. ε_0' ist die Ladungsempfindlichkeit des Elektrometers bei diesem möglich kleinsten Wert c_0 der wahren Kapazität des isolierten Systems.

Es folgt, daß die vom Verfasser vorgeschlagene Methode zur Bestimmung der wahren Kapazität und der übrigen Größen beim Quadrantelektrometer (s. N. II), auch für das Binantelektrometer anwendbar ist. Außerdem werden dieselben Formelgruppen (I) und (II) benutzt, die für das Binantelektrometer streng gültig sind. Man geht von experimentell leicht bestimmbaren Größen heraus: Die Spannungs- und Ladungsempfindlichkeiten ε und ε', und die Verhältnisse p und p_0.

III. Experimenteller Teil.

Die obige Methode läßt sich experimentell auf das Binantelektrometer mit Spiegelablesung nach Dolezalek (geliefert von G. Bartels in Göttingen im Jahre 1930) anwenden. Die experimentelle Einrichtung und die Schutzmaßnahmen zur Vermeidung von Störungen bei der Anwendung der vorliegenden Methode auf das Quadrantelektrometer (s. N. II) müssen auch bei der Arbeit mit dem Binantelektrometer mitberücksichtigt werden.

In der Tabelle sind die Ergebnisse zweier Messungsreihen bei zwei Hilfspotentialen angegeben.

$V = v_4$ in Volt	ε in Skt/V	ε' in Skt/V cm	$p = \frac{\alpha}{\alpha'}$	$p_0 = \frac{\alpha_0}{\alpha_0'}$	β cm/Skt	a cm	c_{11} cm	c_0 cm	$\gamma = c_0 + a$	D Volt² · cm/Skt²
	389	4,27	6,35	2,40	$8{,}96 \cdot 10^{-4}$	14,33	76,7	20,1	34,4	$0{,}948 \cdot 10^{-4}$
	777,5	5,81	2,33	1,352	$8{,}98 \cdot 10^{-4}$	57,5	76,5	20,2	77,7	$0{,}950 \cdot 10^{-4}$
Skalenabstand 1 m · Skt = mm.				Mittel:	$8{,}97 \cdot 10^{-4}$		76,6	20,15		$0{,}949 \cdot 10^{-4}$ = 0,00421 Dyn. cm

Aus dieser Tabelle folgt, daß die Kapazitätsgrößen, die als charakteristische Konstanten für das Binantelektrometer nach Dolezalek auftreten, den folgenden Wert besitzen:

1. Für die Kapazitätskonstante

$$\beta = 9{,}0 \cdot 10^{-4} \text{ cm/Skt} \quad (\text{Skalenabstand 1 m, Skt} = \text{mm})$$

bei gleicher Entfernung der Nadel von den Schachtelflächen.

2. Für die wahre Kapazität des Elektrometers (ohne Zuleitungen)

$$c_0 = 20 \text{ cm}.$$

Der Wert von β ist nur bis zur zweiten Dezimalstelle abgerundet, da es schwierig erscheint, die mittlere Nadellage in der elektrometrischen Schachtel zu bewerkstelligen, wenn β Minimum ist. Auch die geringen Verschiebungen der Nadel aus dieser Lage vergrößern den Wert von β. Ebenso wurde die wahre Kapazität c_0 des Elektrometers bis zur zweiten Dezimalstelle abgerundet, da die Zehntel von Zentimetern im Werte von c_0 von der Nachbarschaft der Schutzhülle um die Elektrometerschraube und von dem Wert der β abhängen werden. Freilich können, bei schon eingestellter Nadellage und Schutzhülle, β und c_0 wie auch die übrigen Größen mit größerer Genauigkeit ermittelt werden.

Eine Kontrolle gemäß der, auf das Binantelektrometer angewandten, Harmsschen Methode nur auf Grund der Werte der ε und ε' für beide Werte der Hilfspotentials (in Tab. I) liefert die folgenden Ergebnisse:

$$\beta = 8{,}95 \cdot 10^{-4} \text{ cm/Skt}, \quad c_{11} = 76{,}8 \text{ cm},$$

welche Angaben offenbar vollkommen mit den, vermöge der neuen Methode, oben erhaltenen zusammenfallen (s. N. I).

Obwohl die wahre Kapazität des Binantelektrometers verhältnismäßig nicht allzu groß ist (20 cm), so nimmt bei Ladungsmessungen, die wirksame Kapazität des Elektrometers

$$\gamma = c_0 + a$$

Anteil, welche Kapazität, wie wir in einer früheren Arbeit gezeigt haben, ihren Wert von 20 cm bis über 1000 cm variieren kann, nämlich bei dem feineren Aufhängedraht und verhältnismäßig nicht sehr hohen Hilfspotentiale, etwa 300 Volt. Es sind aber auch größere Werte möglich, da γ in Abhängigkeit vom Hilfspotential einen parabolischen Verlauf hat. Wir haben anderseits a. a. O. gezeigt, in welcher Weise die wirksame Kapazität die Ladungsempfindlichkeitskurven dieses Elektrometers beeinflußt (s. N. I).

Sofia, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Februar 1932.)

Über einen Zusammenhang zwischen jungfräulichem und remanentem Magnetisierungszustand.

Von Heinrich Kühlewein.

Bei der ballistischen Ausmessung von Hystereseschleifen zahlreicher ferromagnetischer Legierungen ergab sich folgende Regel: Die jungfräuliche Magnetisierungskurve, die Neukurve, ist das arithmetische Mittel der Anstiege aus den beiden Remanenzen nach vorausgegangener Sättigung. In Fig. 1 ist dies schematisch dargestellt. Der

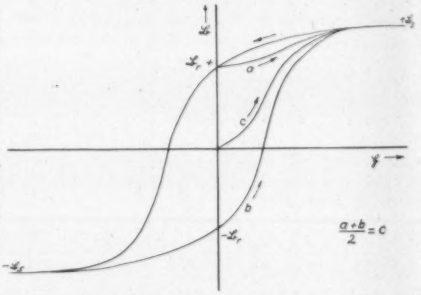


Fig. 1. Additive Neukurve (schematisch).

Anstieg von der negativen Remanenz (b) ist identisch mit dem entsprechenden Ast der Sättigungsschleife. Durchläuft man folgende Zwischenschleife: Von der positiven Sättigung ($+B_S$) nach der positiven Remanenz ($+B_r$) und wieder zurück nach $+B_S$, so stellt der Wideranstieg von $+B_r$ nach $+B_S$ den Anstieg von der positiven Remanenz (a) dar. Das arithmetische Mittel dieser beiden Magnetisierungskurven ergibt die Neukurve.

Diese Gesetzmäßigkeit soll an einigen Beispielen erläutert werden. Als Versuchsmaterial wurden Blechringe benutzt; die Magnetisierungskurven wurden nach der üblichen ballistischen Methode gemessen.

Permalloy: Fig. 2 zeigt für ein normales Permalloy nach einer Magnetisierung bis $H = 10$ Oersted die Anstiege aus den beiden Remanenzen und deren Mittelwert (Meßpunkte +) und die durch Kommutieren ermittelte Neukurve (Meßpunkte ×). Die wirkliche Neukurve und die „additive Neukurve" sind innerhalb der Meßfehler identisch. Tab. I veranschaulicht die Übereinstimmung noch deutlicher.

Bei einem etwas schwerer magnetisierbaren Permalloy zeigt es sich deutlich, daß der Grad der erreichten Sättigung eine wesentliche Rolle spielt.

Fig. 3 gibt die entsprechenden Kurven nach einer vorausgegangenen Magnetisierung bis $H = 30$ und $H = 1000$ Oersted wieder. Die additive Neukurve nach einer Magnetisierung bis 1000 Oersted zeigt eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit der wirklichen Neukurve, als nach einer Vormagnetisierung bis nur 30 Oersted. Es wurde hierbei die

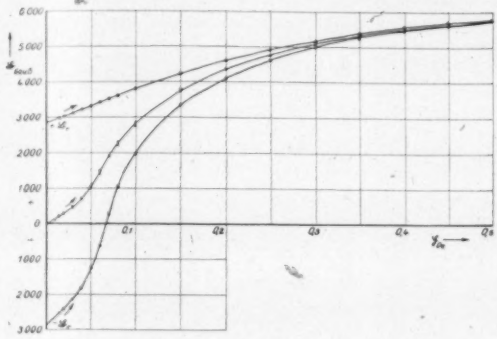


Fig. 2. Permalloy.

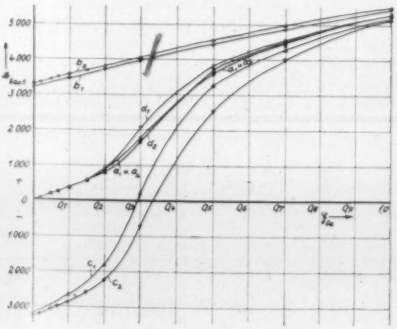


Fig. 3. 72 Proz. *Ni*, 20 Proz. *Fe*, 3 Proz. *Co*, 5 Proz. *Mo*. 1h 900° im Ofen erkaltet.

wahre Neukurve sowohl durch Kommutieren, wie auch durch stufenweises Messen ermittelt. Es zeigt sich hierbei, wie dies namentlich aus Tab. II zu ersehen ist, daß die additive Neukurve mit der letzteren etwas besser übereinstimmt.

Perminvar: Am auffälligsten zeigt sich das Gesetz der additiven Neukurve bei Perminvaren. Als Beispiele seien einige Perminvare, deren Schleifen die sogen. „ausgebauchte" Form[1]) aufweisen, angeführt.

[1]) H. Kühlewein, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **10**, 72, 1931.

In Fig. 4 stellt für eine solche Legierung die Kurve *a* die Neukurve des wirklich jungfräulichen Materials dar, d. h. die Kurve wurde aufgenommen kurz nach der Glühung ohne vorherige Entmagnetisierung. Dies ist wichtig, da sich Perminvare sehr häufig nicht mehr richtig entmagnetisieren lassen, wie bereits früher dargelegt wurde[1]). Die Kurven *b*, *c* und *d* sind wieder die Anstiege aus den beiden Remanenzen bzw. die additive Neukurve, Kurve *e* ist die Neukurve durch Kommutieren nach Entmagnetisierung und in Kurve *f* sind die Meßpunkte eingetragen, die durch Kommutieren bei steigendem Feld erhalten wurden, wenn man als Ausgangspunkt eine Remanenz nimmt. Man kann nun erkennen, daß die additive Neukurve (*d*) besser mit der zuletzt aufgeführten Kurve — sie sei im folgenden Pseudoneukurve genannt — übereinstimmt, als mit der wirklichen Neukurve.

Da die wirkliche Neukurve (*a*) schon etwa $1\,^1/_2$ Jahre früher gemessen wurde als die jetzigen Versuche und da sie, wie aus der oben genannten Definition hervorgeht, nur ein einziges Mal gemessen werden kann, sei es gestattet, ein Ergebnis aus diesen früheren Versuchen[2]) zu wiederholen: Entmagnetisiert man ein Perminvar mit abnehmendem Wechselstrom bei Überlagerung eines konstanten Gleichstromfeldes beliebiger Größe, so er-

Tabelle I.
Permalloy.

H Oersted	B Gauß Neukurve kommutiert	B Gauß additive Neukurve	Abweichung in Proz.
0,015	186	224	+ 20,4
0,02	262	304	+ 16,0
0,03	438	485	+ 10,7
0,04	692	689	— 0,4
0,05	1043	988	— 5,3
0,06	1485	1385	— 7,2
0,07	1910	1893	— 0,9
0,08	2175	2317	+ 6,5
0,10	2725	2869	+ 5,3
0,15	3715	3794	+ 2,1
0,20	4350	4365	+ 0,3
0,25	4735	4773	+ 0,8
0,30	5075	5078	+ 0,1
0,35	5320	5304	— 0,3
0,40	5570	5495	— 1,3
0,45	5650	5643	— 0,1
0,50	5825	5773	— 0,9

1) H. Kühlewein, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **10**, 72, 1931.
2) H. Kühlewein, loc. cit.

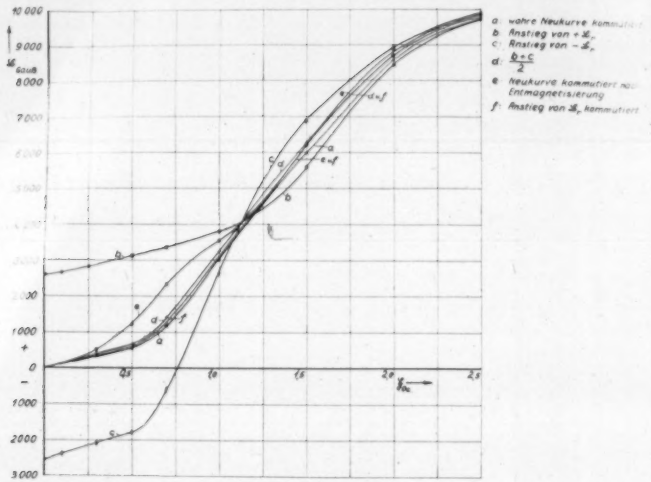


Fig. 4. 50 Proz. *Ni*, 35 Proz. *Fe*, 15 Proz. *Co*. 1h 1000° im Ofen erkaltet.

hält man nachher durch Kommutieren eine Neukurve, die identisch ist mit der wirklichen Neukurve. Wird diese Neukurve jedoch in Sprüngen, statt durch Kommutieren, aufgenommen, einmal nach der positiven, d. h. der gleichen Seite, wie der bei der Entmagnetisierung überlagerte Gleichstrom, und einmal nach der negativen Seite der H-Achse, so ergibt sich folgendes: Der positive Ast ist im Verlauf identisch mit dem Verlauf des Aufstieges der Zwischen-

Tabelle II.

Permalloy (72 Proz. *Ni*, 20 Proz. *Fe*, 3 Proz. *Co*, 5 Proz. *Mo*).

H Oersted	B Gauß Neukurve kommutiert	B Gauß Neukurve in Sprüngen	Nach einer Vormagnetisierung von H = 30 Oersted: B Gauß additive Neukurve	Abweichung in Proz. von der Neukurve kommutiert	Abweichung in Proz. von der Neukurve in Sprüngen	Nach einer Vormagnetisierung von H = 1000 Oersted: B Gauß additive Neukurve	Abweichung in Proz. von der Neukurve kommutiert	Abweichung in Proz. von der Neukurve in Sprüngen
0,02	61	62				58	— 4,9	— 6,5
0,05	162	163				181	+ 11,7	+ 11,0
0,07	236	231				246	+ 4,2	+ 6,5
0,10	346	341	383	+ 13,6	+ 12,3	336	— 2,9	— 1,5
0,15	592	556				544	— 8,3	— 2,2
0,20	880	858	938	+ 6,6	+ 9,3	770	— 12,5	— 10,2
0,30	1770	1746	2083	+ 17,7	+ 19,3	1651	— 6,7	— 5,4
0,50	3620	3557	3838	+ 6,0	+ 7,9	3723	+ 2,9	+ 4,5
0,70	4400	4448	4565	+ 3,8	+ 2,6			
1,0	5250	5319	5298	+ 0,9	— 0,4	5306	+ 1,1	+ 0,2
2,0	6540	6784	6698	+ 2,4	— 1,3	6778	+ 3,6	— 0,1
3,0	7310	7574	7485	+ 2,4	— 1,2			
5,0	8055	8340	8258	+ 2,5	— 1,0			
30,0	8950	9139	9055	+ 1,2	— 0,9			
				Absolute Abweichung für die in beiden Fällen gemessenen Punkte im Mittel:				
				7,9	8,4		5,0	5,7

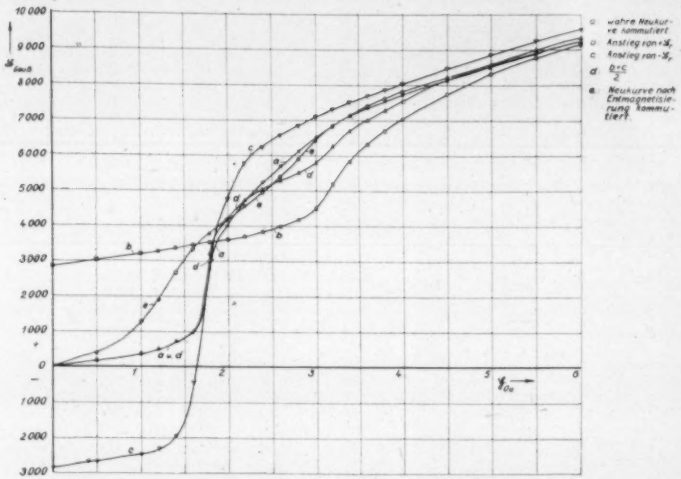


Fig. 5. 45 Proz. *Ni*, 30 Proz. *Fe*, 25 Proz. *Co*, 1h 1000° im Ofen erkaltet.

schleife von der Remanenz an, während der negative Ast dem Verlauf der Sättigungsschleife von der (unteren) Remanenz an gleich ist.

Die Pseudoneukurve (f) war also vor $1^1/_2$ Jahren identisch mit der wirklichen Neukurve (a); die jetzige Verschiedenheit zwischen a und f ist also vermutlich auf eine Alterung des Perminvars zurückzuführen. Die additive Neukurve (d) Fig. 4 stimmt auch besser mit f überein.

Bei Perminvaren der ausgebauchten Form bleiben bei steigender Feldstärke Remanenz und Koerzitivkraft von einer gewissen Feldstärke an konstant, d. h. der „Bauch" der Schleife ändert sich nicht mehr. Fig. 5 zeigt die Resultate eines alten Versuches. Das Material wurde damals leider nicht bis zur Sättigung magnetisiert. Trotzdem ist zu erkennen, daß die additive Neukurve (b) innerhalb des schon unveränderlichen „Bauches" identisch ist mit der wirklichen Neukurve (a). Bei höheren Feldern liegt d unterhalb a. Wenn man aber beachtet, daß die Kurve c in diesem Feldbereich um so höher liegt, je größer das Feld des Ausgangspunktes der Schleife war, die Kurve b sich jedoch hierdurch nicht wesentlich verändert, so ergibt sich, daß die Kurve d, da $d = \frac{b+c}{2}$ auch in diesem Feldbereich um so mehr an die Kurve a heranrückt, je mehr die Sättigung vorher erreicht war.

Mehrere weitere Versuche an Blechringen verschiedener Legierungen, wie auch Köpselmessungen an hexagonalen Kobaltlegierungen bestätigten die beschriebene Regel.

Zusammenfassung.

Es wurde folgende Regel gefunden und durch Versuche erläutert: Die jungfräuliche Magnetisierungskurve ist das arithmetische Mittel der Anstiege aus den beiden Remanenzen nach vorausgegangener Sättigung.

Berlin-Siemensstadt, Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns. Januar 1932.

(Eingegangen 20. Februar 1932.)

BESPRECHUNGEN.

S. Ruppel, **Elektrotechnische Gesellschaft Frankfurt a. M.** 1881—1931. Geschichtstafeln der Elektrotechnik. 127 S. mit 24 Bildseiten. Frankfurt 1931. (Berlin-Charlottenburg 4, Bismarckstraße 33: ETG.) Brosch. RM 6.—.

Anläßlich ihres 50jährigen Jubiläums gibt die E... Frankfurt, die an der Entwicklung der Elektrotechnik lebhaftesten Anteil gehabt hat, die vorliegenden Geschichtstabellen heraus, die die wesentlichsten Punkte der Entwicklung wiedergeben sollen. Dieses trockene Tabellenwerk (Jahreszahl, Erfindung, Erfinder), nach Gebieten geordnet und ergänzt durch den Abdruck besonders interessanter Dokumente der Frankfurter Ausstellung und durch einige Statistiken redet die lebendigste Sprache von

der ungeheuren Entwicklung, die gerade dieses Gebiet der Technik in den letzten 50 Jahren genommen hat. Eine große Zahl interessanter Abbildungen alter und neuer elektr. Einrichtungen führt uns den Fortschritt anschaulich vor Augen, und das Durchblättern dieser Tabellen ist daher ebenso amüsant wie lehrreich.

M. Liwschitz, Die elektrischen Maschinen. I. Band. Allgemeine Grundlagen. Gr. 8°. u. 381 S., mit 374 Figuren. 2. Auflage. Leipzig u. Berlin 1931. B. G. Teubner. RM 18.—; II. Band (Liwschitz-Glöckner). Konstruktion und Isolierung. Gr. 8°. VIII u. 306 S., m. 462 Figuren im Text und 13 Tafeln. Leipzig u. Berlin 1931. B. G. Teubner. Geb. RM 19.—.

Der erste Band, der bereits in zweiter Auflage erscheint, gibt eine Einführung in die Theorie der elektrischen Maschinen mit Einschluß der Transformatoren. Logischer Aufbau und klare Gliederung des Stoffes machen das Buch auch für den Physiker zu einer leichtfaßlichen Einführung in die Theorie der elektrischen Maschinen. Die Ausführung der Maschinen und Transformatoren behandelt der zweite Band, der sich in der Hauptsache an den Elektroingenieur wendet, ausführlicher. Aber auch im ersten Band, wird hierüber so viel gesagt, daß dieser Band wie vom Verfasser beabsichtigt, ein in sich geschlossenes Ganze bildet, und nicht nur dem Elektroingenieur, sondern auch dem Maschineningenieur und dem Physiker sehr empfohlen werden kann. E. Flegler.

Georg Alter, Astronomische Paradoxa. 8°. 71 S. Prag 1932. Verlag der J. G. Calveschen Universitäts-Buchhandlung. Preis Kč. 25.—.

Der Ausdruck mag merkwürdig klingen, aber sei gewagt: Wir haben hier eine „entzückende" Darstellung elementarer Probleme der Mechanik und Astronomie, nützlich besonders für Studierende der Physik und Astronomie in den mittleren Semestern, denen die Behandlung einfacher Differential- und Integralausdrücke geläufig ist. Jedes der 10 Kapitel behandelt ein Paradoxon wie etwa „Warum ist die Schwerebeschleunigung im Erdmittelpunkt gleich Null und etwa ein Siebentel des Radius unter der Erdoberfläche maximal?" . . Oder „Warum hat bei einem von der Erdoberfläche fortgeschleuderten Körper die Wurfrichtung keinen Einfluß darauf, ob die von dem Körper beschriebene Bahn eine Ellipse, Parabel oder Hyperbel ist?" . . .

Es sind keine neuen Entdeckungen, wohl eine Reihe neuer Ableitungen zu verzeichnen, und vor allem gibt die glatt lesbare Darstellung Anlaß zu mancherlei Seitenblicken physikalischer, historischer und anderer Art. Man kann dem Verfasser, der Assistent an der Sternwarte der Deutschen Universität in Prag ist, für sein Büchlein nur Dank sagen.

J. Hopmann.

Photoelectric Cells and their Applications. A Discussion at a joint meeting of the Physical and Optical Societies 4. u. 5. Juni 1930. Hrsg. von J. S. Anderson. London SW 7 1931. Preis 12 s 6 d.

Das Heft von 236 Seiten enthält eine Reihe sehr interessanter Originalaufsätze zusammenfassender Art über die Eigenschaften, Theorie und Anwendungen der lichtelektrischen Zellen, die hier nicht im einzelnen referiert werden können. Nach einer historischen Einleitung von Allen kommen mehr theoretische Arbeiten von Campbell und Stoodley, eine Reihe von Aufsätzen, die sich mit der Herstellung, Eichung, den Meßmethoden mit und ohne Verstärkung beschäftigen von Campbell, Selenyi, Davies, Case, Loughridge, Kunz, Moss, Dobson und Perfect, Yates-Fish, Thomas, Geffken und Richter. Weiter werden die verschiedenen Anwendungen der lichtelektrischen Methoden besprochen, und zwar von Perfect zur Messung kleiner Winkel, von Sharp, Harrison, Atkins und Poole, Hill, Poole und Poole, Koch und Baker für photometrische und mikrophotometrische Messungen, von Gibson, Perfect und Dobson zur Spektralphotometrie, von Shelford und Griffith für biologische Probleme, von Phillips, Schröter und Michelssen und Case zur Messung des Rot und Infrarot mit Selen- und Thalofidzellen und schließlich von Thirring die Anwendung der Selenzellen beim Tonfilm. Eine allgemeine Diskussion zu den Vorträgen bildet den Abschluß des Bandes. In Verbindung mit den diesjährigen Vorträgen der Physikerversammlung in Bad Elster, die in dieser Zeitschrift erschienen, liegt also durch diesen Band jetzt ein fast lückenloser Querschnitt durch unsere heutigen Kenntnisse auf dem Gebiet der lichtelektrischen Zellen vor. F. Weigert.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1932.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Praktikum für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theorie der Wechselströme, 1; Theoretische Optik: Beugung und Interferenz, 1; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hoelper:** Allgemeine Meteorologie, 3; Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung, 2. — **Iglisch:** Vektoren und Tensoren mit Anwendungen, 3; Physikalische Statistik, 3. — **Kirschbaum:** Photographie, 1, Übungen, 4; Seminaristische Übungen zur Experimentalphysik, 2. — **Scheubel:** Angewandte Aerodynamik, 2. — **Schmidt:** Ausgewählte Aufgaben der Wärmemeßtechnik, 1 *g*. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, halb- und ganztägig, für Anfänger (mit Veillon), 8, für Mediziner und Ärzte (mit Wehrli), 2; Physikalisches Kolloquium, 2 tägig, 2 *g*. — **Matthies:** Mechanik des Massenpunktes, 5. Übungen, 1; Theorie der Wärmestrahlung mit Einschluß der Quantentheorie, 4, Übungen, 1. Mathematisch-physikalisches Seminar, 1; Anleitung zu

selbständigen Arbeiten, 1. — **Veillon:** Einführung in die Radioaktivität, 1 *g*. — **Zickendraht:** Einführung in die Wechselstromlehre: Nieder- und mittelfrequente Wechselströme, 2, Praktikum, 3. — **Zehnder:** Maschinenkunde für Chemiker II, 1; Physik des täglichen Lebens, 1. — **Wehrli:** Methoden zur Erforschung des Atombaus, 1. —

Universität Berlin. **Nernst:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 4; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner, Czerny, Sommer, Schumann und Orthmann), tägl. — **Orthmann:** Einführung in die theoretische und messende Physik, mit Experimenten, 2; Übungen in der rechnerischen Behandlung einfacher physikalischer Fragen, 1. — **Schrödinger:** Korpuskularphysik, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Besprechung neuerer Arbeiten der theoretischen Physik (mit Kallmann, London, Möglich und Szillard), 2 *g*; Physikalisches Proseminar (mit v. Laue und Pringsheim), 1½. — **Hettner:** Mechanik der Massenpunkte und starren Körper, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1. — **v. Laue:** Physik der Röntgenstrahlen, 2. — **Reichenbach:** Naturphilosophie, 3; Naturphilosophisches Kolloquium, 14tägig, 2; Naturphilosophisches Seminar, 2. — **Gehrcke:** Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung, unter besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in den Naturwissenschaften, 2. — **Pringsheim:** Der Ramaneffekt und seine Anwendung zur Molekülanalyse, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Möglich:** Relativitätstheorie, 4. — **London:** Elementare Quantenmechanik, 3. — **Paschen:** Das Licht als Wellenbewegung, 2. — **Reichenheim:** Über die Gasentladung und ihre Strahlen, 1. — **Meissner:** Messung tiefer und hoher Temperaturen, mit Demonstrationen, 1. — **Byk:** Theorie und Anwendungen der Wechselströme, 2. — **Czerny:** Wärmestrahlung, experimenteller Teil, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Henning:** Einführung in die Thermodynamik, 2. — **Weissenberg:** Deformationsmechanik, 1. — **Frl. Meitner:** Radioaktivität und Atomphysik, 1. — **Kolhörster:** Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre II, 1; Arbeiten über Höhenstrahlung, für Fortgeschrittene, tägl. — **Trendelenburg:** Elektronenröhren, mit besonderer Berücksichtigung ihrer Verwendung für Meßzwecke, 1. — **Kiebitz:** Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der elektrischen Schwingungen, 1. — **Sommer:** Strahlungsprozesse im Weltraum, 1; Optisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Grotrian:** Physik der Sonne II, 1; Spektroskopische Forschungsarbeiten (mit Schüler), tägl.; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4. — **Wehnelt:** Physikalisches Anfängerpraktikum, 6, Ergänzungen, nach Vereinbarung, *g*; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Experimentelle physikalische Arbeiten (mit Schumann), tägl. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Kallmann:** Arbeiten auf dem Gebiete der physikalischen Chemie und Physik, tägl. — **Schumann:** Übungen zur theoretischen Ballistik II, 1. — **Eggert:** Grundlagen und Anwendungen der Photographie I: Sensitometrie, photographische Optik, wissenschaftliche Photographie, Positivprozeß, Reproduktionstechnik, 14tägig, 1½. — **Scheffer:** Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung, *g*; Wissenschaftliche Grundlagen der Mikrophotographie, nach Vereinbarung, *g*. — **Beck:** Photographisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 2. — **Less:** Grundlagen für langfristige Wettervorhersagen, 1. — **Bartels:** Erdmagnetismus und Polarlicht, 1. — **Knoch:** Klima der Tropenzone, 1; Klimatologie Deutschlands mit besonderer Berücksichtigung der Landwirtschaft, 1. — **Hergesell:** Die Erforschung der Atmosphäre durch Registrierballone, *g*. — **König:** Wettervorhersage, 1; Arbeiten aus der synoptischen Meteorologie, tägl. *g*. — **Kähler:** Die optischen Erscheinungen der Atmosphäre, 1; Übungen aus dem Gebiete der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Kölzer:** Atmosphärische Akustik, 1 *g*. — **Robitzsch:** Einführung in die aerologischen Arbeitsmethoden, mit Übungen, 2. — **v. Ficker:** Meteorologisches Kolloquium, 2; Anleitung zur Ausführung meteorologischer und klimatologischer Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. —

Technische Hochschule Berlin. **Hertz:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 8; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Ausgewählte Kapitel aus der neueren Experimentalphysik, 1; Kolloquium über neuere Probleme der Physik und Chemie (mit Volmer und Becker), 2; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Cranz, Becker, Engl, Korn, Leithäuser, Pirani, Seegert, Schachenmeier, H. Schulz, Volmer und Weidert), 1½ *g*. — **Becker:** Seminar über ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2 *g*; Atomphysik, 3, Übungen, 2. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 18. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Cranz:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1½; Übungen zur technischen Physik, 4; Seminar für technische Physik, 1. — **Schmid:** Praktische Metallröntgenographie, 2, Übungen, 1. — **Wigner:** Atombau und Quantentheorie, 2, Übungen, 1. — **Rupp:** Experimentelle Grundlagen der Atomphysik II, 1; Gasentladungen, 1. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, nach Verabredung. — **Kassner:** Verteilung der Niederschläge auf der Erde nach Ursache, Menge und Häufigkeit, 1; Einführung in die Klimakunde, 1. — **Korn:** Funktionentheorie für Elektrotechniker, 4; Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität, 1. — **Wallot:** Magnetische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen, 1. — **Hergesell:** Aerologische und meteorologische Arbeiten nebst Kolloquium, mit Übungen, 1. — **Luyken:** Erdmagnetismus, 1. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Schwerkraft und Isostasie, Physik des Meeres, Gezeiten, Physik der Atmosphäre, 2; Geophysikalische Übungen im Gelände (mit Reich); Geophysikalisches Kolloquium (mit Reich), 2. — **Engl:** Verstärkungseinrichtungen, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Verabredung. — **Pirani:** Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme, mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden I, 2. — **Weidert:** Geometrische Optik, 2, Übungen, nach Verabredung, *g*; Seminar für optisches Rechnen, 2; Optische Instrumentenkunde, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 4; Geometrische Optik für Geodäten, 2; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Schulz:** Polarisation und

Interferenz des Lichtes: Meßverfahren, 1. — **Seegert:** Entwicklung, Methoden und Ergebnisse der modernen Spektroskopie, 1. —

Universität Bern. Greinacher: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Verabredung, *g.* — **Gruner:** Thermodynamik, 4; Relativitätstheorie, 3; Seminar für theoretische Physik, nach Verabredung. — **Koestler:** Anwendung der Mathematik auf die Naturwissenschaften, 1—2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik: Statisch unbestimmte Systeme, 1; Theorie der elektrischen Wechselströme, 1; Elektrische Maschinen, 1. — **König:** Röntgenographische Bestimmung der Kristallstrukturen: Theoretische Einführung, 1; Ergänzende Erläuterungen zum physikalischen Anfängerpraktikum, 14tägig, 1 *g.* — **Feitknecht:** Röntgenographische Bestimmung von Kristallstrukturen: Chemische Ergebnisse, 1. —

Universität Bonn. Konen: Experimentelle Elektrizitätslehre, 3; Experimentelle Optik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, halbtägig, für Fortgeschrittene, ganztägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Wever, Schmitz und Dreisch), 2. — **Pflüger:** Theorie der Wärme, 4. — **Grebe:** Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen, 2; Interferenz und Beugung des Lichtes, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Einführung in das physikalische Praktikum, 1 *g*; Angewandte Physik: Elektrotechnik, 4; Übungen über spezielle Anwendungen der mathematischen Physik, 2. — **Wever:** Strukturbestimmungen mit Röntgenstrahlen, mit Übungen, 1. — **Schmitz:** Elektrische Meßinstrumente, 2; Die Elektrizität in der Medizin: Ausgewählte Kapitel mit Ausnahme der Röntgentechnik, 1. — **Dreisch:** Die wichtigsten Methoden der Physik, 1; Molekülspektren, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig. Diesselhorst: Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2, III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2, Einführung in die Theorie der Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum I und II (mit Rusch); Physikalisches Kolloquium (mit Rusch), 14tägig, 2 *g.* — **Koppe:** Messungen an Luftfahrzeugen, 1; Klima und Luftverkehr, 1; Übungen in Luftfahrtmeßtechnik, 2; Übungen in Flugmeteorologie, 2. — **Bergwitz:** Radioaktivität mit Anwendungen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Rusch:** Physik und Technik des Hochvakuums, mit Übungen, 2; Seminar über moderne Probleme der Physik, 1; Besprechungen über neuere Arbeiten aus dem Grenzgebiet zwischen Physik und Physikalischer Chemie (mit Kangro), 14tägig, 2 *g.* —

Universität Breslau. Schaefer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben, Bergmann und Kohn), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing und Waetzmann), 2 *g.* — **Steubing:** Photographie für Fortgeschrittene, 1; Seminaristisch-didaktische Übungen für Lehramtskandidaten (mit Gross), 2; Photographische Übungen, 3. — **Reiche:** Allgemeine Mechanik, 5, Übungen, 1; Seminar über Quantenmechanik, nach Verabredung *g.* — **Jüttner:** Die Mechanik des Elektrons, 2. — **Senftleben:** Elektrizität, 4, Übungen, 2. — **Bergmann:** Einführung in die theoretische Physik II, 2. — **Kohn:** Lichterzeugung, physikalische Grundlagen und praktische Ziele, 2. — **Ludloff:** Quantentheorie des Atom-Kerns, 1½. — **Gross:** Schulphysik I: Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, Akustik, Wärme, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Steubing), 2; Methodik des Physikunterrichts, 1. —

Technische Hochschule Breslau. Waetzmann: Experimentalphysik II, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Bauingenieure, 2; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, nach Verabredung. — **Gross:** Schulphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2; Methodik des Physikunterrichts, 1. —

Technische Hochschule Brünn. Lohr: Allgemeine und technische Physik: Geometrische Optik, Wärmelehre, Akustik, 3½; Physikalisches Praktikum für Chemiker, Maschinenbauer und Ingenieure, 3; Geometrische Optik, 3; Grundgedanken und ausgewählte Kapitel der Kontinuitätstheorie, 1½. —

Bergakademie Clausthal. Valentiner: Experimentalphysik II: Wärme und Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Besprechung der Aufgaben des physikalischen Praktikums, 1; Kolloquium (mit König), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Becker:** Einführung in die technische Röntgenkunde, 1. — **Rössiger:** Geophysikalische Geländeübungen, 3; Ausgewählte Kapitel der angewandten Geophysik, 1. —

Technische Hochschule Danzig. Bartels: Theoretische Optik, 4, Übungen, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Buchwald), nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium (mit Buchwald), 1 *g*. — **Buchwald:** Experimentalphysik II, 4, Ergänzungen, 1; Statistische Physik, 2; Kleines physikalisches Praktikum (mit Wolf) I, 3¾, II und III, 2¾; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, tägl. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektrophysik, zugleich Einführung in das Radiopraktikum, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Ausgewählte Kapitel der Spektroskopie, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, 3, II, für Fortgeschrittene, tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum, tägl.; Radio-Praktikum I und II, 4. — **Koschmieder:** Wetterkunde, 2, Übungen, 2. Meteorologisches Kolloquium, 2 *g*. — **Wolf:** Quantentheorie und Chemie, 1; Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*; Physikalisches Seminar, 1. — **Zeissig:** Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Verabredung. — **Baerwald:** Optik: Elektromagnetische Lichttheorie, Dispersionstheorie, Theorie der Beugung, 4. Seminar, 2. — **Knipping:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1 *g*; Röntgenseminar für Fortgeschrittene, 1 *g*; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 3 *g*; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl. außer Sonnabend. — **Reutlinger:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik II: Mechanik und Akustik, 2; Meßmethoden und Meßgeräte der Wärmewirtschaft, 2. — **Herzberg:** Atomphysik II, 2, Übungen, 1. — **Georgii:** Spezielle Flugmeteorologie, 2; Allgemeine Meteorologie, 2; Theoretische Meteorologie I, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, Wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B, für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographisches Vollpraktikum, 15; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiete des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, 3; Farbenphotographie, mit Übungen, 1; Anwendungsgebiete der Hanauer Analysen-Quarzlampe, mit Übungen, 1. — **Menges:** Grundzüge der Schalltechnik, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der Schalltechnik, 1, Besprechung neuerer Arbeiten aus dem Gebiete der Schalltechnik. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus, Gasentladungen, Kathoden- und Röntgenstrahlen, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Toepler:** Elektrizität und Magnetismus, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Abschnitte, 1; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Hochspannungspraktikum, 3 und 6; Kolloquium über Strahlungsforschung (mit Wiedmann und Saupe), 2 *g*. — **Wiarda:** Einfache Kapitel aus der modernen Funktionentheorie, 3; Einführung in die kinetische Gastheorie, 2. — **Wiedmann:** Radioaktivität und Isotopenlehre, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Saupe:** Medizinisch-röntgentechnisches Praktikum, 1. — **Alt:** Dynamische Meteorologie, 1. — **Goldberg:** Kinematographie, 1 *g*. — **Klughardt:** Berechnung optischer Systeme I: Kollineare Abbildung, analytische Vorrechnung, 2; Photometer, 1. — **Kneschke:** Theorie der Fourierschen Reihen, mit besonderer Berücksichtigung ihrer physikalischen Anwendungen, 2. — **Luther:** Die Tätigkeit als Sachverständiger und Gutachter auf photographischem Gebiet, 1 *g*; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4 und 8; Selbständige Arbeiten, 2, 4, ganz- und halbtägig. — **Teichmann:** Elektrizitätsleitung fester Körper, 2. —

Universität Erlangen. **Gudden:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 5, III, 2; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger, Rump und Kohl), 1 *g*; Übungen, 4, für Fortgeschrittene, 20, zu physikalischen Vorführungen, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger:** Theoretische Physik: Wärme, 4; Elektrotechnische Übungen (mit Kohl), 3; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1; Übungen im Messen der Röntgenstrahlen, 2. — **Kohl:** Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Elektrische Übungen für Fortgeschrittene, 20; Seminar für Physiker, 2 *g*. —

Universität Frankfurt a. M. **Wachsmuth:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Über Magnetismus, 1; Repetitorium der Experimentalphysik II, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung und Meissner), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum: für Anfänger, 2, für Fortgeschrittene (zugleich Seminar) (mit Meissner), tägl., für Mediziner, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Meissner), tägl. — **Meissner:** Höhere Experimentalphysik III: Elektrodynamik, Optik, 2, Ergänzungen, 1; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten, 2; Experimentelle Strahlungslehre mit besonderer Berücksichtigung astrophysikalischer Probleme, 1; Astronomisches Praktikum, 4; Astrophysikalisches Praktikum, 4. — **Madelung:** Theoretische Optik und Akustik, 4, Übungen, nach Verabredung; Besprechung spezieller Probleme in Wellenmechanik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Sachs:** Anwendung der Röntgenstrahlen, 1. — **Mauz:** Schwingungslehre, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der Fluglehre, 14tägig, 2. — **Rajewsky:** Biophysikalisches Seminar, 14tägig, 2; Spektroskopie der Röntgenstrahlen, mit Übungen, 2. — **Seddig:** Optische Prüf- und Meßverfahren für Chemiker und Techniker, 14tägig, 2; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, ganztägig; Photographisches Praktikum, 4 oder 8. — **Déguisne:** Der elektrische Wechselstrom, 3, Ergänzung, 2; Die elektrische Gleichstrommaschine, 1; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3, 6 und halbtägig; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Dessauer:** Physik der Röntgenstrahlen, mit Berücksichtigung ihrer medizinischen Anwendung, 1½; Kolloquium für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme (mit Rajewsky), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig. — **Linke:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 2; Bioklimatologie, 1; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Verabredung. — **Mügge:** Angewandte Geophysik, 2; Meteorologisch-geophysikalisches Praktikum (mit Stüve), 2. — **Stüve:** Theoretische Meteorologie I: Thermodynamik, 3; Aerologie, 1; Praktikum über synoptische Meteorologie (Fortsetzung), 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, halbtägig. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4, Ergänzung, 2; Physikalische Übungen, 2. — **Brion:** Elektrotechnik, 2; Elektrotechnische Übungen, 2; Elektrotechnisches Kolloquium, 1 *g*. — **Papperitz:** Aktuelle Probleme der mathematischen Physik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Mie: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Fortgeschrittene I (mit Kast), 6, II: Technische Physik, 6; Kleines physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2. — Kast: Experimentalphysik IIIa: Optik aller Wellenlängen, 3; Kompendium der Experimentalphysik, 2. — **Koenigsberger:** Theoretische Physik: Elektromagnetismus, mit Übungen, 5; Angewandte Geophysik, 3 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig. — **Hammer:** Lehre von der Elektrizität in Gasen mit besonderer Berücksichtigung der praktischen Anwendungen ihrer Ergebnisse, 1. — **Lyon:** Photographische Meßmethoden, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). Joye: Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 2; Repetitorium, 1; Praktische physikalische Übungen für Mediziner, 3; Physikalisches Laboratorium für Anfänger, 12, für Fortgeschrittene und Untersuchungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Brasey:** Theoretische Einführung in die Übungen des Physikalischen Laboratoriums, 2. —

Universität Gießen. Bothe: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6 und 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 2. — **Cermak:** Physikalisches Seminar für Lehramtskandidaten, 14tägig, 1½; Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Spektralanalyse, 1. — **Jaffé:** Wärmetheorie, 4; Einführung in die spezielle Relativitätstheorie, 1; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Uller:** Theorie der elektrischen Gleich- und Wechselströme, einschließlich Apparate- und Maschinentechnik, 3; Einführung in die Fluglehre, 1; Leitung selbständiger theoretisch-physikalischer Arbeiten, tägl. — **Lihotzky:** Fernoptik, 1; Grundlagen der Optik für Photographierende, 1. — **Georgii:** Allgemeine Meteorologie, 2. —

Universität Göttingen. Franck: Fluoreszenz von Gasen, 1; Physikalisches Praktikum, 4 und 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl und Reich), 2 *g*. — **Born:** Quantentheorie und Atomphysik, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie (mit Weyl), 2 *g*. — **Pohl:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Sponer:** Bandenspektren, 2. — **Cario:** Experimentelle Spektroskopie und Atombau, 1; Physikalisches Proseminar mit Demonstrationsübungen (mit v. Hippel), 2. — **Kuhn:** Kinetische Theorie der Materie und ihre experimentellen Grundlagen, 2. — **Hertz:** Einführung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1. — **Heitler:** Mechanik, 4, Übungen, 1. — **Nordheim:** Elektronentheorie der Metalle, 2. — **Reich:** Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl. — **Kyropoulos:** Technische Elektrochemie, 1. — **Prandtl:** Hydrodynamik und Aerodynamik, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz, Schuler und Prager), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik, insbesondere Aerodynamik, tägl. — **Betz:** Aerodynamische Messungen, mit Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Schuler:** Automatische Steuerung von Maschinen, Schiffen und Flugzeugen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik, tägl. — **N. N.:** Stabilitätsprobleme der Elastizitätstheorie, 2; Elastokinetik, 2. — **Küstner:** Physik und Technik der Röntgenstrahlen, 1 *g*; Dosimetrische Übungen, 1 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, *g*. — **Angenheister:** Einführung in die Geophysik, 1; Meteorologie, Statik der Atmosphäre, 1 *g*; Geophysikalisches Seminar, 2 *g*; Geodätisches und meteorologisches Praktikum, 3½ *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Universität Graz. Benndorf: Experimentalphysik: Hydro- und Aerodynamik, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic und Rumpf), 2. — **Rumpf:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus, 5. — **Rosenberg:** Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Radakovic:** Elektrizität, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Brell:** Einführung in die moderne Quantentheorie, 2. —

Technische Hochschule Graz. Kohlrausch: Physik III: Elektrizität, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik; Physikalisches Praktikum, 6. —

Universität Greifswald. Krüger: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten, Kolloquium (mit Seeliger), 1½. — **Seeliger:** Thermodynamik, mit schriftlichen Übungen, 3; Seminar für Fortgeschrittene: Kinetische Gastheorie (mit ten Bruggencate), 14tägig, 2; Anleitung zu selbständiger Untersuchung, tägl. — **Reinkober:** Atombau, 1; Physikalische Maßeinheiten und Meßmethoden: Elektrizität und Optik, 1; Seminaristische Übungen zur reinen und angewandten Physik (mit Backhaus), 2; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Backhaus:** Angewandte Elektrizitätslehre I: Gleichstrom, 2; Elektronenröhren, 1; Praktikum zur angewandten Elektrizitätslehre, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Physik, tägl.; Besprechung ausgewählter Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, 14tägig, 2. — **Schlomka:** Erdmagnetismus und Polarlicht, 1. — **ten Bruggencate:** Physik der Sternatmosphären III: Ionisationstheorie, 2. —

Universität Halle. Hoffmann: Experimentalphysik I, 4; Wechselstrom und elektrische Wellen, 1; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Landwirte und Pharmazeuten, 2,

für Mediziner, 3; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal und Pose), 2 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Pose), 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl. — **Smekal:** Relativitätstheorie, 1 *g*; Molekularphysik der Aggregatzustände, 4; Kohäsion der Festkörper, 1; Seminar für theoretische Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Physikalische Optik, 1; Elektrische Meßmethoden II: Wechselströme, 1. —

Universität Hamburg. Koch: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos, Gordon, Minkowski und Meyer) tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Müller, Minkowski und Meyer), 4; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz:** Relativitätstheorie, 1; Thermodynamik, mit Übungen, 4; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern), 2. — **Gordon:** Moderne Hydrodynamik, 1. — **Minkowski:** Magnetooptik, 2. — **Goos:** Wirkungsweise und Gebrauch des Mikroskops, 1. — **Unsöld:** Elektronentheorie der Metalle, 1; Physikalisches Proseminar (mit Estermann und Minkowski), 2. — **Meyer:** Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 1. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Salzmann:** Übungen im Glasblasen, 4. — **Möller:** Technische Mechanik, mit Übungen, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Fortgeschrittener, tägl.; Physikalisch-technisches Kolloquium, 2; Maschinenlehre I: Wärmekraftmaschinen, 1. — **Schorr:** Praktische Astronomie, 2. — **Dolberg:** Figur der Himmelskörper, 1. — **Schwassmann:** Ergebnisse der astrophysikalischen Forschung II, 1. — **Hellerich:** Photometrie der Gestirne, 2; Astronomisches Praktikum: Zeit- und Ortsbestimmung (mit Dolberg), 4. Übungen in astronomischen Beobachtungen, für Fortgeschrittene (mit Dolberg und Schorr), nach Verabredung. — **Schott:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Wigand, Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, 1½. — **Jensen:** Die Kondensation des Wasserdampfes als Problem der atmosphärischen Optik, 1; Wesen und Herkunft der Höhenstrahlung, 1. — **Tams:** Theorie und Konstruktion der Seismographen, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Wigand:** Aerologie: Physik der freien Atmosphäre, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vortragsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, tägl. —

Technische Hochschule Hannover. Precht: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues) 2. — **Fues:** Theoretische Physik, 1; Sondergebiete der Physik, 1; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2. — **Herweg:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Photographisches Praktikum, 3; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium für Fortgeschrittene, 6, halb- und ganztägig. — **Seilkopf:** Meteorologische Übungen, 2. — **Hase:** Temperaturmessung, 2; Praktikum für Wärmemeßtechnik, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, mit Seminar, tägl. —

Universität Heidelberg. N. N.: Experimentalphysik; Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker und Schmidt), 6; Wissenschaftliche Arbeiten im physikalischen und radiologischen Institut (mit Becker und Schmidt), tägl. außer Sonnabend. — **Becker:** Theoretische Optik, 4; Kinetische Gastheorie, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, 1½. — **Schmidt:** Radiologie: Der Bau der Materie, 2; Kosmische Strahlungen, 1. — **Hausser:** Wissenschaftliche Arbeiten für medizinische Forschung, tägl.; Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Krehl, Kuhn und Meyerhof), 1. — **Peppler:** Klimatologie, 2. —

Universität Innsbruck. Lerch: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*; Elektrische Schwingungen, 1 *g*. — **Hess:** Optik des gesamten elektromagnetischen Spektrums, 5; Das Radium und seine Verwertung, 1 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Vorgeschrittener, 10. — **March:** Strahlungs- und Quantentheorie, 4; Spezielle Relativitätstheorie, 1; Seminarübungen, 2 *g*; Meßtechnik II, 2 *g*. — **Oberguggenberger:** Untersuchung der optischen, mechanischen und Aufstellungsfehler astronomischer Instrumente und Hilfsapparate, 3, Übungen, 2; Photographisch-photometrische Untersuchungen (Fortsetzung), 2. — **Wagner:** Wettervorhersage, 3; Erdmagnetismus, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10 *g*. —

Universität Jena. Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum, für Mathematiker und Physiker (mit Hanle), 6, für Chemiker und Pharmazeuten (mit Hanle), 4, für Mediziner und Landwirte (mit Hanle), 3, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straube, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos und Jentzsch), 2 *g*. — **Auerbach:** Entwicklungsgeschichte der modernen Physik, 2. — **Joos:** Theorie der Wärme, 3, Übungen, 1; Atommechanik und Theorie der Spektren, 2; Vortragsseminar für höhere Semester, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Proseminar (mit Hanle), 1 *g*. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene I: Mechanik, 2; Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Esau:** Theorie und Anwendungen der Elektronenröhre, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Müller:** Hochspannungstechnik III, 2. — **Sieberg:** Geographie der Erdbeben, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, *g*; Erdbebenkundliches Kolloquium, 14tägig, nach Verabredung, *g*; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Meisser:** Aufbau des Erdinnern, 1. — **Hecker:** Geophysikalisches Praktikum: Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden (mit Meisser), 2 *g*, Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden (mit Meisser), 2; Anleitungen zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Meisser), tägl. *g*. — **Jentzsch:** Praktikum der wissenschaftlichen Mikroskopie, 2; Wellenoptik, 3; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung

selbständiger Arbeiten, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, mit Praktikum, 3. — **Köhler:** Mikrophotographie, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. Gaede: Experimentalphysik B, 3; Physikalisches Laboratorium für Vorgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Verabredung; Physikalisches Laboratorium für Bauingenieure, 14tägig, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel und Riede), 14tägig, 2. — **Weizel:** Theoretische Physik B: Analytische Mechanik, Wellenmechanik, Relativitätstheorie, 4, Übungen, 1; Der Atomkern, 1 *g*. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie, 2; Meteorologische Übungen I und II, 2. — **Riede:** Technische Optik A: Geometrische Optik, 2; Berechnung optischer Systeme, 1. — **Weigel:** Grundzüge der Lichttechnik, 2, Übungen, 1; Grundzüge der physiologischen Optik II, 2. — **Finkelnburg:** Moderne Physik A: Elektrische Entladungen in Gasen, 2. —

Universität Kiel. Rausch von Traubenberg: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Probleme der Atomistik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Zahn), 4, für Fortgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Martienssen und Zahn), 1½ *g*. — **Zahn:** Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2; Forschungsarbeiten, tägl. — **N. N.:** Mechanik, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*; Forschungsarbeiten, tägl. — **Martienssen:** Einführung in die Elektrotechnik, 2. — **Schmidt:** Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. —

Universität Köln. Rinkel: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Hiedemann), 7, für Mediziner (mit Hiedemann), 3, für Fortgeschrittene, 28; Physikalisches Seminar, nach Verabredung *g*. — **Försterling:** Mechanik, 4; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Malsch), 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Kolloquium über neuere physikalische Arbeiten (mit Rukop), 2 *g*. — **Falkenhagen:** Seminar zur Mechanik, 2; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3; Elektrolytische Lösungen mit besonderer Berücksichtigung der neueren elektrostatischen Theorien, 1; Einführung in die Quantenphysik der Atome und Molekeln, 2. — **Rukop:** Technische Elektrizitätslehre I: Grundlagen, Transformatoren, Maschinen, 4, Seminar, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Malsch:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, für Fortgeschrittene, 2. — **Lassen:** Einheiten und Maßsysteme der Physik, 1. — **Hiedemann:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Experimentalphysik für Fortgeschrittene, 2. — **Cremer:** Einführung in die kinetische Gastheorie, 2. —

Universität Königsberg. Kaufmann: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6 und 3; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2 *g*. — **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 2, Übungen, 1. — **Stuart:** Experimentalphysik III: Optik, 3. — **Gans:** Mechanik, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Kretschmann:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*. — **Reichenbächer:** Physik der Fixsterne, 2. — **Errulat:** Die Gezeiten, 2; Klimatologische Arbeitsmethoden, 1; Praktische Übungen zur Geophysik und Meteorologie (mit Raethjen), halbtägig *g*; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten (mit Raethjen), 2 *g*. — **Raethjen:** Dynamische Meteorologie I, 2; Aerologisches Praktikum mit Anleitung zu Beobachtungen in der freien Atmosphäre (Flughafen Devau), halbtägig.—

Universität Leipzig. Debye: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 9, für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Seminar über die Arbeiten des Instituts, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), 1½ *g*. — **Heisenberg:** Physikalische Grundlagen der Quantentheorie, 3; Allgemeine Relativitätstheorie, 2; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund) 2 *g*; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund), tägl. — **Hund:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Marx:** Ergebnisse der radioaktiven Forschung, mit Experimenten, 2; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller:** Elastizität und Festigkeit, 2; Besprechung neuerer Arbeiten der Hydro- und Aerodynamik, 14tägig, 1½ *g*. — **Karolus:** Fernmeldetechnik, 2, Übungen, 3. — **Möbius:** Erforschung des Atom- und Molekelbaues durch Spektralbeobachtungen, 2. — **Kaempf:** Repetitorium der Physik, 2. — **Schmidt:** Theorie der Wellenbewegungen, 2; Die Prinzipien der Mechanik, 1. — **Weickmann:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Allgemeine Meteorologie I, 2 *g*; Arbeiten im Geophysikalischen Institut (mit Haurwitz), tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Haurwitz:** Einführung in die atmosphärische Strahlung, 1. —

Universität Marburg. Grüneisen: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Mathematische Ergänzungen, 1; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tomaschek), 6, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Tomaschek), ganztägig. — **Schulze:** Einführung in die theoretische Physik: Optik, Elektrizität, 2; Theorie der Optik, 5; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2. — **Berek:** Optische Abbildung: Strahlenoptik, 2. — **Tomaschek:** Atomphysik II: Linien- und Bandenspektren, 2. — **Kneser:** Wellenmechanik, 2. —

Universität München. Gerlach: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, Ergänzungskurs (mit Schütz), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Schütz), tägl.; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Schütz), tägl. Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), 1½ *g*. — **Sommerfeld:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 4, Übungen, 2 *g*; Wel-

lemechanische Fragen, für Vorgeschrittene, 1; Seminar (mit Bechert und Bethe), 2 g. — **Schmauss:** Meteorologie II, 4; Meteorologisches Seminar, 1 g. — **Graetz:** Einleitung in die theoretische Physik II, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik II: Molekularphysik und Wärme, 2½. — **Kirchner:** Vektorrechnung, 3, Übungen, ¾; Physik der Atomkerne, 1. — **Geiger:** Übungen im Entwurf von Wetterkarten, 2. — **Schütz:** Zeemaneffekt, 1. — **Bechert:** Elektrodynamik, 3; Grundlagen der modernen Physik, 1. — **Bethe:** Elektronenstoß, 2. —

Technische Hochschule München. **Zenneck:** Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen, Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **Frank:** Experimentalphysik, 3; Angewandte Physik, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Mechanik der Kontinua, Wärmelehre, Photographie, 2. — **Fischer:** Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Schwingungs- und Wellenlehre aus dem Gesamtgebiet der Physik, 3; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Praktisch-physikalische Übungen, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Emden:** Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, Übungen, 2. — **Kulenkampff:** Physik der Gasentladungen, 1. — **Kühl:** Physiologische Optik, 2. — **Dieckmann:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Praktikum in Hochfrequenzmeßtechnik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, nach Verabredung. — **Huber:** Die Erforschung der höheren Luftschichten, 1; Optische Erscheinungen in der Atmosphäre, 1. — **Knoblauch:** Technische Meßmethoden, 2, Praktikum, 2; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, nach Verabredung. — **Reiher:** Einführung in die Gesetze der Wärmeübertragung: Leitung, Konvektion, Strahlung, 14tägig, 1; Schalltechnik: Grundgesetze, Meßmethoden, praktische Fälle, 14tägig, 1. — **Nusselt:** Mechanische Wärmetechnik: Die beiden Hauptsätze, die Lehre von den Gasen und Dämpfen, 3, Übungen, 2. —

Universität Münster. **Schmidt:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Durau), 14tägig, g. — **Kratzer:** Thermodynamik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Hydrodynamik, 3; Seminar über Atombau, 2; Atome und Moleküle, 1 g. — **Siemens:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrotechnik, 2 g. — **Durau:** Ergänzungen zum physikalischen Praktikum für Anfänger, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. —

Universität Prag. **Fürth:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6 g, für Mediziner, 3 g; Physikalisches Kolloquium (mit Frank), 2 g; Seminar über technische Physik, 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, ganztägig, g. — **Frank:** Quanten- und Wellenmechanik, 3; Strahlenoptik, 2; Einführung in die theoretische Physik: Theorie der Elektrizitäts- und Wärmeerscheinungen, 5; Seminar für theoretische Physik, 2 g. — **Blüh:** Elektrische Meßmethoden und Meßinstrumente II, 2. — **Pollak:** Theoretische Meteorologie, 3; Allgemeine Meteorologie und Klimatologie (Fortsetzung), 2; Meteorologisches Praktikum im Geophysikalischen Institut, Exkursionen und wetterdienstliche Übungen auf dem Flugplatze, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 10 g. —

Technische Hochschule Prag. **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker:** Grundzüge der theoretischen Physik II: Anwendungen aus der Technischen Physik, 2. — **Körner:** Wärmelehre, 2. — **Spitaler:** Meteorologie und Klimatologie, 3, Meteorologisches Praktikum, 1. —

Universität Rostock. **Füchtbauer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (Kolloquium) (mit Jordan und Kunze), 14tägig, 1½; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Jordan:** Elektrodynamik, mit Übungen, 4; Probleme der Quantentheorie, 1. — **Falckenberg:** Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, tägl. — **Kunze:** Radioaktivität und Kernphysik, 1; Forschungsergebnisse der modernen Physik, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener:** Physik II: Wärme und Elektrizität I, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der Physik, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Ewald), 1½. — **Braunbek:** Physikalische Messungen, 2; Der elektrische Durchbruch, 2. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 1. — **Ewald:** Theoretische Physik IV: Optik, 4, Theoretikum in Physik, 3; Seminar über Atomphysik (mit Hückel), 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der theoretischen Physik, nach Verabredung. — **Hückel:** Wellenmechanik I, 2, Übungen, 1; Physikalische Eigenschaften und chemische Konstitution, 2. — **Hermann:** Methoden zur Bestimmung von Kristallstrukturen mit Röntgenstrahlen, 2; Kristallstrukturlehre und Kristallchemie II, 1, Übungen, 1. — **Glocker:** Röntgenpraktikum für Anfänger, 3; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, ganztägig; Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 1; Materialprüfungspraktikum, 3. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Faserstoffe, 1. — **Kleinschmidt:** Meteorologisches Praktikum, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 2. —

Universität Tübingen. **Geiger:** Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, 4; Physikalische Übungen für Anfänger (mit Gerthsen), 4, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, 8; Wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 g. — **Gerthsen:** Thermodynamik, 4; Korpuskularstrahlen, 2. — **Back:** Die Spektra der Elemente, 2. —

Universität Wien. Jäger: Wärmelehre, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Meyer:** Die radioaktiven Substanzen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitute, tägl. *g*; Radioaktives Praktikum (mit Przibram), 3 *g*. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik, 5, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*, Demonstrationsergänzungen, 1 *g*; Seminar, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Schweidler:** Experimentalphysik, 5, Demonstrationsergänzung, 1 *g*; Probleme der luftelektrischen Forschung, 1 *g*; Mittelschul-Experimentier-Praktikum für Lehramtskandidaten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Thirring:** Theorie der Wärme II, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Haschek:** Experimentalphysik für Naturhistoriker, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Vorgeschrittene, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kottler:** Elektrische Schwingungen, insbesondere Rundfunk, 5. — **Przibram:** Experimentelle Atomistik, 3. — **Haas:** Quantenstatistische Theorie der Metalle, 1. — **Kirsch:** Die experimentelle Erforschung des Atombaues II: Kernphysik, 2. — **Mache:** Ionenleitung in Gasen, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik II, 3, Rechenübungen, 1. — **Hauer:** Repetitorium der Physik, für Mediziner, 2. — **Konstantinowsky:** Der elektrische Durchschlag, 1. — **Stetter:** Hochvakuumtechnik, 2. — **Mattauch:** Über die Bewegung von Korpuskularstrahlen in elektrischen und magnetischen Feldern, 1. — **Sexl:** Wärmestrahlung, 2. — **Bauer:** Rechenmethoden der theoretischen Physik: Variationsrechnung, 2; Physikalische Statistik II: Elektronentheorie der Metalle, 1. — **Schmidt:** Erdbebenkunde, 3; Besprechungen neuerer meteorologischer Literatur (mit Conrad), 2. — **Conrad:** Das Klima der Alpen, ausgewählte Kapitel, 2. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik: Optik, Wärmelehre, 5; Wärmelehre, 5; Ionenleitung in Gasen, 2; Physikalisches Praktikum I, 8, II, 30, für technische Chemiker, 4. — **Flamm:** Physik: Wärmetheorie, 5; Theorie der Elektrizität, 3; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner:** Physik, 3; Raumakustik, 1; Elektroakustik und Elektrooptik, 2; Physikalisches Praktikum II, 30. — **Bauer:** Rechenmethoden der theoretischen Physik, 2; Physikalische Statistik, 1. —

Universität Würzburg. Harms: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Mathematiker, 3 oder 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Ott:** Einführung in die Methoden der theoretischen Physik, für Anfänger, 4, Übungen, 1 *g*; Optik, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Zürich. Meyer: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3 *g*, für Vorgerücktere, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Seminar über Experimentalphysik, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel), 2 *g*. — **Wentzel:** Quantentheorie, 4, Übungen, 1 *g*; Einführung in die theoretische Physik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Ratnowsky:** Die philosophischen Grundlagen der exakten Naturwissenschaft, 1. — **Schein:** Magnetismus, 1; Repetitorium der Experimentalphysik für Mediziner, 1. — **Zuber:** Ausgewählte Kapitel der Optik, 1. — **Götz:** Aufbau der Atmosphäre, 2. — **Brückmann:** Grundlagen der wissenschaftlichen Wettervorhersage, 1. —

Technische Hochschule Zürich. Scherrer: Physik II, 4, Repetitorium, 1; Schwingungsprobleme aus Physik und Technik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tank), 4, 6, 8, für Fortgeschrittene, 8, 12, 24; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2. — **Pauli:** Elektrodynamik, 3, Übungen, 1; Relativitätstheorie, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, 12 und 24. — **Tank:** Experimentalphysik I, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der Hochfrequenztechnik, 1; Optik, 2; Radiotechnisches Praktikum, 3; Praktikum in Hochfrequenztechnik, 4, 8 und 12; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Trümpler:** Praktische Berechnung von Gasreaktionsgleichgewichten, 1. — **Rüst:** Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Ackeret:** Aerodynamik II: Flugtechnische Aerodynamik, 2, Übungen, 3. — **Bühl:** Technische Anwendungen der Strahlengesetze, 2. — **Peierls:** Physik der Metalle, 2 *g*. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Hannover Dr. Ing. Werner Fischer für Anorganische Chemie, an der Universität Brünn Dr. Fr. Schacherl für Anorganische Chemie, an der Scuola d'ingegneria in Torino Dr. Ettore Vernazza für allgemeine Chemie, an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich Dr. R. Peierls für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Erlangen Dr. Erich Rosenhauer zum a. o. Professor, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Arthur Simon zum ord. Professor der anorganischen und anorganisch-technischen Chemie an der Technischen Hochschule Dresden.

Ehrung: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Leipzig und Direktor der Universitäts-Sternwarte daselbst Dr. Josef Hopmann wurde zum korrespondierenden Mitgliede der Pontificia Accademica delle Scienze i Nuovo Lincei ernannt.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Breslau Geh. Regierungsrat Dr. Friedrich Schur, der frühere ord. Professor für Physikalische Chemie an der Universität Leipzig Geheimer Hofrat Dr. Wilhelm Ostwald, der frühere ord. Professor der organischen Chemie an der Universität Erlangen Geheimer Rat Dr. Otto Fischer, der frühere Dozent für Chemie und Photographie am Royal College of Science in London Dr. Henry Chapmann-Jones.

Für die Schriftleitung verantwortlich: Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.